

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
TRANSACTIONS OF THE TARTU STATE UNIVERSITY

ALUSTATUD 1893. a.

VIHİK 239 ВЫПУСК

ОСНОВАНЫ В 1893 Г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЕРОЗОЛЯМ

IV

TARTU 1969

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
TRANSACTIONS OF THE TARTU STATE UNIVERSITY

ALUSTATUD 1893. a.

VIHİK 239 ВЫПУСК

ОСНОВАНЫ В 1893 Г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЕРОЗОЛЯМ

IV

TARTU 1969

Редакционная коллегия: П.Кард (председатель), Ю.Лембра,
У.Нымм, Я.Рейнет, В.Рийвес.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИДЕАЛЬНОЙ УНИПОЛЯРНОЙ КВАЗИКРОНЫ

Х.Ф.Таммет

С о д е р ж а н и е

§ 1. Введение. 1.1. Необходимость в понятии квазикроны (4). 1.2. Идеальная униполярная квазикрона (4). 1.3. Допущения (5). 1.4. Эмиссионное и начальное напряжения (5). 1.5. К постановке задачи (6). 1.6. Обозначения (7)

§ 2. Плоские электроды. 2.1. Электрическое поле (8). 2.2. Вольтамперная характеристика (9). 2.3. Предельные случаи (10).

§ 3. Цилиндрические электроды. 3.1. Электрическое поле (10). 3.2. Вольтамперная характеристика (12). 3.3. Предел $\mu \rightarrow 0$ (15). 3.4. Предел $\mu \rightarrow 1$ (19). 3.5. Предел $\mu \rightarrow 1$ (20). 3.6. Предел $\mu \rightarrow \infty$ (20). 3.7. Формулы Таунсенда и Дюпюи (21).

§ 4. Сферические электроды. 4.1. Электрическое поле (23). 4.2. Вольтамперная характеристика (24). 4.3. Предел $\mu \rightarrow 0$ (29). 4.4. Предел $\mu \rightarrow 1$ (29). 4.5. Предел $\mu \rightarrow 1$ (30). 4.6. Предел $\mu \rightarrow \infty$ (30).

§ 5. Дополнения и замечания. 5.1. Влияние зависимости эмиссионного напряжения от плотности тока на вольтамперную характеристику (31). 5.2. Об экспериментальном определении эмиссионного напряжения (32). 5.3. О методе численного решения основных уравнений (33). 5.4. О точности таблиц (34).
Благодарность (34)
Литература (35).

§ I. Введение.

I.1. Необходимость в понятии квазикороны. Методы расчета вольтамперных характеристик коронного разряда применяются не только для изучения коронного разряда, а также для изучения, например, радиоизотопных аэроионизаторов и нейтрализаторов статического электричества. При этом рассматриваются задачи, которые в приложении к коронному разряду иногда лишены смысла. В качестве примера можно указать расчет плоского нейтрализатора статического электричества [Таммет, 1969 а] .

Не исключена возможность применения методов теории коронного разряда для описания некоторых явлений в жидких и твердых диэлектриках или полупроводниках.

Известно, что обычная теория вольтамперных характеристик коронного разряда (изложенная, например, в работе [Попков, 1949]) не точна в приложении к реальному коронному разряду. Достаточно указать на пренебрежение толщиной коронирующего слоя в этой теории.

Для предотвращения недоразумений как в отношении объекта приложения теории, так и в отношении допущений, полезно ввести понятие квазикороны.

I.2. Идеальная униполярная квазикорона. Назовем идеальной униполярной квазикороной явление протекания электрического тока между двумя электродами при следующих условиях:

1.⁰ Каждый из электродов эквипотенциальный.

2.⁰ Носители заряда возникают или поступают в среду только на поверхности одного электрода.

Электрод, оговоренный в условии 2⁰, называется эмиттером или активным электродом, другой электрод – пассивным электродом. Напряженность электрического поля в тех точ-

ках на поверхности эмиттера, в которых плотность тока не равняется нулю, называется эмиссионной напряженностью.

3⁰. Эмиссионная напряженность — универсальная (общая для всех точек) однозначная функция плотности тока в рассматриваемой точке.

4⁰. Скорость носителей заряда в любой точке среды — универсальная однозначная функция напряженности электрического поля в рассматриваемой точке.

Функции, оговоренные в условиях 3⁰ — 4⁰, считаются заданными. Если задана также конфигурация электродов и поле электрической проницаемости среды, то вольтамперная характеристика идеальной униполярной квазжорны однозначно определена.

1.3. Допущения. Вычисление вольтамперной характеристики идеальной униполярной квазжорны может оказаться очень сложным. Поэтому ограничим рассматриваемую в настоящей статье задачу следующими допущениями:

5⁰. Электроды являются либо параллельными плоскостями, либо коаксиальными цилиндрами, либо концентрическими сферами. В двух последних случаях эмиттером предполагается внутренний электрод.

6⁰. Электрическая проницаемость среды — универсальная постоянная.

7⁰. Электрическая подвижность носителей заряда — универсальная постоянная.

8⁰. Процесс стационарный.

Из определяющих условий и допущений вытекает, что в прямоугольной, цилиндрической или сферической системе координат напряженность электрического поля и плотность заряда являются функциями лишь одной переменной, а электроды совпадают с координатными поверхностями. Это и обеспечивает достаточное упрощение.

1.4. Эмиссионное и начальное напряжение. Электрическое поле в среде и напряжение между электродами определяются как зарядом эмиттера, так и объемным зарядом носителей тока.

Назовем эмиссионным напряжением воображаемое напряжение между электродами, вычисляемое в предположении полного отсутствия объемного заряда и равенства напряженности на эмиттере к заданной эмиссионной напряженности. Это определение требует однородности электрического поля на эмиттере и опирается на допущение 5⁰.

Эмиссионное напряжение зависит лишь от размеров электродов и эмиссионной напряженности.

Предельное значение напряжения между электродами в процессе, когда плотность тока стремится к нулю, называется начальным напряжением. Поскольку тогда и плотность заряда стремится к нулю, то в этом же процессе предельное значение эмиссионного напряжения совпадает с начальным напряжением.

Если эмиссионная напряженность постоянна, то эмиссионное напряжение всегда равно начальному напряжению. В противном случае зависимость эмиссионной напряженности от плотности тока приведет к зависимости эмиссионного напряжения от плотности тока.

1.5. К постановке задачи. Задача, определенная заглавием настоящей статьи, условиями и допущения 1⁰ - 8⁰, новая. Принципиально она уже давно решена (см., например, [Попков, 1949]).

К сожалению, в известных точных решениях вольтамперные характеристики представляются в неявном виде. Представление зависимостей уравнениями малонаглядно и для практики часто неприемлемо, требуя слишком объемистых вычислений.

Имеющиеся явные формулы, например, формула Таунсенда, описывают вольтамперные характеристики приближенно и притом без количественной оценки точности. Известно, что эти формулы могут привести к грубым ошибкам.

Автор поставил себе целью составить по возможности наиболее удобные точные формулы вольтамперных характеристик идеальной униполярной квазикороны.

Хотя теоретические выкладки элементарны и в них мало нового, они будут ниже представлены в полном объеме. Это должно сделать статью доступной для читателя, предварительно не знакомого с теорией коронного разряда.

Номера важнейших практических формул будут напечатаны жирным шрифтом.

I.6. Обозначения. Принимаем некоторые универсальные обозначения, которые в дальнейшем будут использованы без дополнительных объяснений:

x - расстояние между рассматриваемой точкой и плоским эмиттером,

h - расстояние между параллельными плоскостями,

r - расстояние между рассматриваемой точкой и осью или центром электродов,

r_0 - радиус цилиндрического или сферического эмиттера (внутреннего электрода),

R - радиус цилиндрического или сферического пассивного (внешнего) электрода,

$\varepsilon = R/r_0$,

ε - абсолютная электрическая проницаемость среды (для воздуха $\varepsilon \approx 8,85$ пф/м),

k - электрическая подвижность носителей заряда,

ρ - плотность заряда в рассматриваемой точке,

j - плотность тока,

J - сила тока с единицы длины электрода,

I - сила тока,

E - напряженность электрического поля в рассматриваемой точке,

E_e - эмиссионная напряженность,

U - напряжение между электродами,

U_e - эмиссионное напряжение,

$\mu = U_e/U$.

Все формулы будут написаны в системе СИ.

§ 2. Плоские электроды.

2.1. Электрическое поле. Выбираем исходными соотношениями уравнение электрического поля $\text{div } \vec{E} = \rho$, которое в однородной среде между плоскопараллельными электродами имеет простой вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon}, \quad (1)$$

и формулу плотности тока

$$j = k E \rho \quad (2)$$

В силу условия непрерывности тока плотность тока j постоянная.

Вставляя в выражение (1) плотность заряда из соотношения (2), получим уравнение

$$E dE = \frac{j}{\epsilon k} dx, \quad (3)$$

общее решение которого следующее:

$$E^2 = \frac{2j}{\epsilon k} x + A \quad (4)$$

Определяя постоянную интегрирования A по начальному условию

$$(x = 0) \Rightarrow (E = E_0), \quad (5)$$

приходим к частному решению

$$E = \sqrt{\frac{2j}{\epsilon k} x + E_0^2} \quad (6)$$

Напряжение между электродами определяется интегралом

$$U = \int_0^h E dx, \quad (7)$$

который в настоящем случае легко вычисляется. Выражая эмиссионную напряженность через эмиссионное напряжение

$$E_e = \frac{U_e}{h}, \quad (8)$$

получаем

$$U = \frac{\varepsilon k}{3j} \left[\left(\frac{2h_j}{\varepsilon k} + \frac{U_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} - \frac{U_e}{h^3} \right] \quad (9)$$

2.2. Вольтамперная характеристика. По условию 3^0 эмиссионная напряженность, а следовательно, и эмиссионное напряжение – заданные функции плотности тока. Поэтому выражение (9) может рассматриваться как уравнение с одной неизвестной j и параметром U , решение которой $j = j(U)$ – искомая вольтамперная характеристика. Запишем вольтамперную характеристику в следующем виде

$$j = P\ell(\mu) \frac{9\varepsilon k U (U - U_e)}{8h^3}, \quad (10)$$

где $P\ell(\mu)$ пока неопределенная функция аргумента $\mu = U_e/U$. Преимущество такой записи выяснится в дальнейшем.

Для определения функции $P\ell(\mu)$ заменяем в уравнении (9) j на выражение (10) и U_e на μU . После несложных преобразований получаем квадратное уравнение, положительное решение которого дает

$$P\ell(\mu) = \frac{9 - 12\mu^2 + \sqrt{81 - 216\mu^2 + 192\mu^3 - 48\mu^4}}{18(1-\mu)} \quad (11)$$

В п. 3.5 и 4.5 будет выяснено, что $P\ell(\mu) = C_{y, (1, \mu)} = S_{p, (1, \mu)}$. Значения последних функций можно найти в таблицах 2 и 5, а графики на рисунках 1 и 2.

Если эмиссионное напряжение не зависит от плотности тока, то оно равно начальному напряжению и формула (10)

Выражает вольтамперную характеристику в явном виде. Противный случай обсуждается в п. 5.1 и 5.2.

2.3. Предельные случаи. Легко проверить, что $P_l(0) = 1$. Поэтому при условии $U_e \ll U$ имеет место

$$j = \frac{9 \epsilon k U^2}{8 h^3} \quad (12)$$

Если $\mu \rightarrow 1$, то $P_l(\mu) \rightarrow 16/9$ и при условии $U - U_e \ll U_e$ получаем

$$j = \frac{2 \epsilon k U_e (U - U_e)}{h^3} \quad (13)$$

Формулу (12) легко получить прямым путем, допуская в уравнении (9) $U_e = 0$. Формулу (13) также можно вывести непосредственно, соблюдая, например, схему рассуждений, описанную в п. 3.4.

§ 3. Цилиндрические электроды.

3.1. Электрическое поле. В цилиндрической системе координат задача мало отличается от рассмотренной в § 2. Там, где рассуждения явно повторяются, будем аналогии формул предыдущего параграфа приводить без объяснения.

Аналоги формул (I-4) следующие,

$$\frac{1}{r} \frac{d(rE)}{dr} = \frac{\rho}{\epsilon}, \quad (14)$$

$$J = 2\pi r k E \rho, \quad (15)$$

J - постоянная,

$$(rE) d(rE) = \frac{J}{2\pi \epsilon k} r dr, \quad (16)$$

$$(rE)^2 = \frac{J}{2\pi\epsilon k} (r^2 + \alpha r_0^2), \quad (17)$$

α определяет постоянную интегрирования.

По начальному условию

$$(r = r_0) \Rightarrow (E = E_0) \quad (18)$$

находим

$$\alpha = \frac{2\pi\epsilon k}{J} E_0^2 - 1 \quad (19)$$

Для упрощения дальнейших расчетов полезно временно выражать J везде при помощи соотношения (19) через безразмерную величину α . Формула (17) приводится тогда к виду

$$E = \frac{E_0}{t} \sqrt{\frac{t^2 + \alpha}{1 + \alpha}}, \quad (20)$$

где

$$t = \frac{r}{r_0} \quad (21)$$

Интеграл напряжения записывается и преобразуется следующим образом:

$$U = \int_{r_0}^{\infty} E dr = r_0 \int_1^{\infty} E dt = \frac{r E_0}{\sqrt{1+\alpha}} f(\infty, \alpha), \quad (22)$$

где

$$f(\infty, \alpha) = \int_1^{\infty} \frac{\sqrt{t^2 + \alpha}}{t} dt \quad (23)$$

Последний интеграл вычисляется по-разному при отрицательных и при положительных значениях α . Результат можно записать так:

$$f_1(x, \alpha) = \left\{ \begin{array}{ll} \sqrt{x^2 + \alpha} - \sqrt{1 + \alpha} - \sqrt{|\alpha|} f_1(x, \alpha) & \\ \arcsin \frac{\sqrt{-\alpha} (\sqrt{x^2 + \alpha} - \sqrt{1 + \alpha})}{x} & \text{при } \alpha \leq 0 \\ \ln \frac{\sqrt{x^2 + \alpha} + \sqrt{\alpha}}{x \sqrt{1 + \alpha} + \sqrt{\alpha}} & \text{при } \alpha \gg 0 \end{array} \right\} \quad (24)$$

3.2. Вольтамперная характеристика. Выражение (22) может рассматриваться как уравнение с одной неизвестной α . Подстановкой

$$r_0 E = \frac{U_c}{\ln x} = \frac{\mu U}{\ln x} \quad (25)$$

оно приводится к более удобному виду

$$f(x, \alpha) - \frac{\ln x}{\mu} \sqrt{1 + \alpha} = 0 \quad (26)$$

Поскольку J и α связаны однозначной зависимостью (19), то уравнение (26) и определяет вольтамперную характеристику.

Запишем вольтамперную характеристику в следующем практически удобном виде:

$$J = C_y(x, \mu) \frac{2\pi \epsilon k U(U - U_c)}{R^2} \quad (27)$$

Вставляя это выражение в соотношение (19) и учитывая равенство (25), получаем

$$C_y(x, \mu) = \frac{x^2 \mu^2}{\ln^2 x (1 - \mu)(1 + \alpha)} \quad (28)$$

При табулировании целесообразно эту функцию представить произведением двух сомножителей:

$$C_y(x, \mu) = C_{y_0}(x) C_{y_1}(x, \mu), \quad (29)$$

где $C_{y_0}(x) = C_y(x, 0)$. В п. 3.3 будет показано, что $C_y(x)$ выражается в элементарных функциях (формула 35). Предлагаем еще более удобную приближенную формулу

$$C_{y_0}(x) \approx \tilde{C}_{y_0}(x) = \left(1 + \frac{1,04}{x-1}\right)^3 \quad (30)$$

В таблице I представлены значения функции $C_{y_0}(x)$, вычисленные по точной формуле (35), а также значения отношения $\eta(x) = C_{y_0}(x) / \tilde{C}_{y_0}(x)$. Это отношение удобно интерполируется, и оно может быть использовано, как поправочный множитель к формуле (30)

Таблица I

x	$C_{y_0}(x)$	$\eta(x)$	x	$C_{y_0}(x)$	$\eta(x)$
I	∞	I,000I	30	I,II23	I,0007
I, I	I483,7	I,00I4	40	I,0827	0,0005
I,2	238,89	I,0024	50	I,0655	I,0004
I,3	89,385	I,0030	70	I,0462	I,0003
I,5	29,33I	I,0039	I00	I,032I	I,0002
2	8,5283	I,0046	I50	I,02I2	I,000I
2,5	4,8773	I,0045	200	I,0I59	I,000I
3	3,5268	I,0043	300	I,0I05	I,000I
4	2,45I2	I,0037	500	I,0063	I,0000
5	2,0068	I,0032	I000	I,003I	I,0000
7	I,6I94	I,0025	2000	I,00I6	I,0000
I0	I,3909	I,00I9	5000	I,0006	I,0000
I5	I,24I4	I,00I3	I0000	I,0003	I,0000
20	I,I745	I,00I0	30000	I,000I	I,0000
25	I,I366	I,0008	∞	I	I

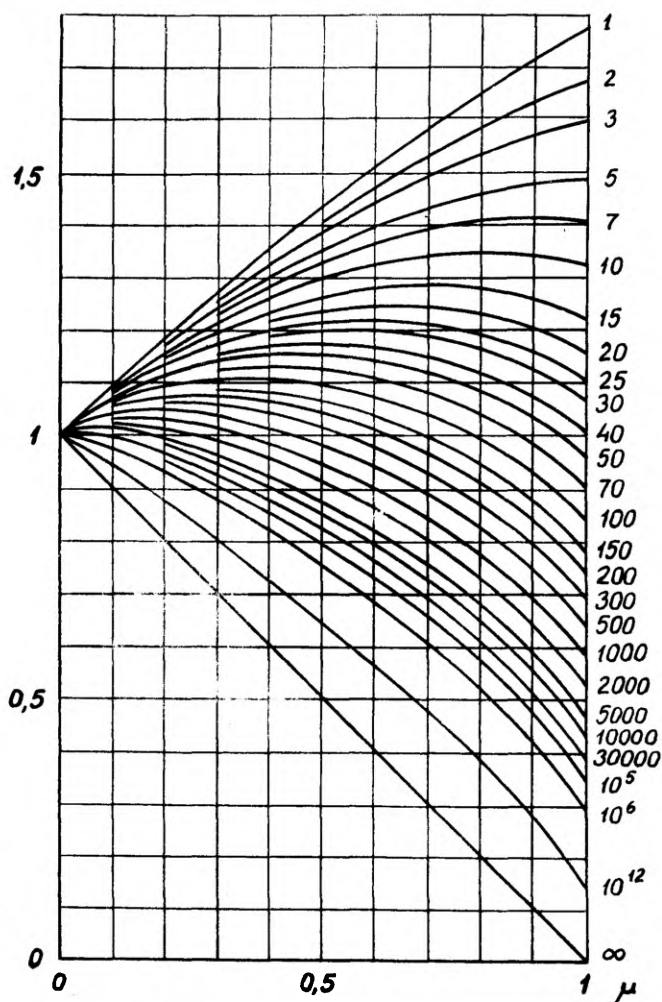


Рис. 1. Графики функции $C_y(\xi, \mu)$ отдельные кривые соответствуют указанным фиксированным значениям аргумента ξ

В таблице 3 представлены значения функции $C_y(x, \mu)$. Эта таблица составлена по результатам численного решения уравнения (26). Графики функций $C_y(x, \mu)$ изображены на рис. 1.

На трех обычных границах $(x, 0)$, $(x, 1)$, $(1, \mu)$ и одной несобственной границе (∞, μ) области определения функции $C_y(x, \mu)$ уравнение (26) или формула (28) непосредственно неприменимы. В следующих пунктах предельные случаи подвергаются специальному изучению. Оказывается, что на всех четырех границах функция $C_y(x, \mu)$ выражается или имеет асимптотическое выражение в элементарных функциях. При составлении таблиц 1 и 2 эти результаты учтены.

3.3. Предел $\mu \rightarrow 0$. Принимая $E_e = 0$, найдем по формуле (19) $\alpha = -1$ и по формулам (17), (21)

$$E = \sqrt{\frac{J}{2\pi\epsilon k}} \frac{\sqrt{t^2 - 1}}{t} \quad (31)$$

Интеграл напряжения будет следующий

$$U = r_0 \int_1^x E dt = r_0 \sqrt{\frac{J}{2\pi\epsilon k}} f(x, -1) \quad (32)$$

Функцию $f(x, -1)$ можно согласно формуле (24) записать так:

$$f(x, -1) = \sqrt{x^2 - 1} - \arcsin \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} = \sqrt{x^2 - 1} - \arccos \frac{1}{x} \quad (33)$$

Теперь уже легко из интеграла напряжения выявить вольтамперную характеристику:

$$J = \frac{2\pi\epsilon k U^2}{R^2 \left(\sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} - \frac{1}{x} \arccos \frac{1}{x} \right)^2} \quad (34)$$

Таблица 2

$\mu \backslash z$	1	2	3	5	7	10	15	20	25
0,00	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
0,05	1,0492	1,0488	1,0485	1,0480	1,0475	1,0496	1,0461	1,0453	1,0447
0,10	1,0969	1,0955	1,0943	1,0923	1,0906	1,0885	1,0856	1,0832	1,0812
0,15	1,1432	1,1401	1,1376	1,1334	1,1300	1,1257	1,1200	1,1154	1,1116
0,20	1,1883	1,1830	1,1787	1,1718	1,1662	1,1592	1,1502	1,1431	1,1372
0,25	1,2322	1,2243	1,2179	1,2076	1,1994	1,1895	1,1767	1,1668	1,1587
0,30	1,2751	1,2640	1,2551	1,2411	1,2300	1,2167	1,1999	1,1870	1,1766
0,35	1,3169	1,3022	1,2906	1,2723	1,2581	1,2412	1,2201	1,2041	1,1913
0,40	1,3577	1,3390	1,3243	1,3015	1,2838	1,2631	1,2374	1,2182	1,2030
0,45	1,3975	1,3745	1,3565	1,3286	1,3073	1,2825	1,2521	1,2296	1,2118
0,50	1,4365	1,4086	1,3870	1,3538	1,3286	1,2995	1,2642	1,2383	1,2179
0,55	1,4745	1,4415	1,4159	1,3770	1,3477	1,3141	1,2737	1,2443	1,2214
0,60	1,5117	1,4731	1,4433	1,3983	1,3647	1,3264	1,2807	1,2477	1,2221
0,65	1,5480	1,5034	1,4691	1,4177	1,3795	1,3362	1,2851	1,2483	1,2200
0,70	1,5834	1,5324	1,4934	1,4350	1,3920	1,3436	1,2867	1,2462	1,2151
0,75	1,6180	1,5601	1,5159	1,4503	1,4021	1,3483	1,2856	1,2411	1,2072
0,80	1,6518	1,5865	1,5368	1,4634	1,4098	1,3503	1,2813	1,2328	1,1959
0,85	1,6846	1,6115	1,5560	1,4741	1,4148	1,3492	1,2737	1,2210	1,1810
0,90	1,7166	1,6350	1,5732	1,4824	1,4168	1,3448	1,2623	1,2050	1,1619
0,95	1,7477	1,6570	1,5883	1,4878	1,4155	1,3364	1,2464	1,1842	1,1375
1,00	1,7778	1,6773	1,6012	1,4899	1,4101	1,3232	1,2247	1,1570	1,1065

Таблица 2 (продолжение)

$\mu \backslash x$	30	40	50	70	100	150	200	300	500
0,00	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000
0,05	I,044I	I,043I	I,0422	I,0408	I,0390	I,0368	I,035I	I,0325	I,029I
0,10	I,0794	I,0763	I,0737	I,0696	I,0649	I,0593	I,055I	I,0493	I,0420
0,15	I,1082	I,1027	I,098I	I,0910	I,083I	I,0739	I,0674	I,0584	I,0475
0,20	I,132I	I,1238	I,1172	I,1069	I,0958	I,0832	I,0744	I,0623	I,0479
0,25	I,1518	I,1407	I,1318	I,1184	I,104I	I,088I	I,077I	I,0622	I,0446
0,30	I,1679	I,1538	I,1428	I,126I	I,1087	I,0894	I,0763	I,0586	I,0379
0,35	I,1806	I,1636	I,1504	I,1306	I,1100	I,0876	I,0723	I,0520	I,0284
0,40	I,1904	I,1704	I,1549	I,1319	I,1084	I,0828	I,0655	I,0427	I,0163
0,45	I,1972	I,1742	I,1565	I,1305	I,1039	I,0752	I,056I	I,0307	I,0016
0,50	I,2013	I,1753	I,1554	I,1262	I,0967	I,0650	I,0440	I,0163	0,9846
0,55	I,2027	I,1736	I,1515	I,1192	I,0868	I,0522	I,0293	0,9993	0,965I
0,60	I,2013	I,169I	I,1448	I,1095	I,0742	I,0368	I,012I	0,9798	0,9432
0,65	I,1972	I,1619	I,1353	I,0970	I,0588	I,0186	0,992I	0,9577	0,9187
0,70	I,190I	I,1517	I,1229	I,0815	I,0405	0,9975	0,9698	0,9328	0,8916
0,75	I,1800	I,1384	I,1073	I,0629	I,0190	0,9733	0,9434	0,9048	0,8615
0,80	I,1665	I,1216	I,0883	I,0408	0,994I	0,9456	0,914I	0,8735	0,8280
0,85	I,1493	I,1010	I,0653	I,0147	0,965I	0,9139	0,8808	0,838I	0,7905
0,90	I,1276	I,0759	I,0378	0,9838	0,9314	0,8774	0,8425	0,7978	0,7482
0,95	I,1007	I,045I	I,0044	0,9470	0,8914	0,8344	0,7978	0,7510	0,6992
I,00	I,0666	I,0068	0,963I	0,9017	0,8425	0,782I	0,7434	0,694I	0,6396

Таблица 2 (продолжение)

$\mu \backslash x$	1000	2000	5000	10000	30000	10^5	10^6	10^{12}	∞
0,00	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
0,05	1,0244	1,0198	1,0142	1,0104	1,0051	1,0003	0,9932	0,9740	0,9500
0,10	1,0325	1,0237	1,0134	1,0066	0,9973	0,9889	0,9765	0,9428	0,9000
0,15	1,0336	1,0211	1,0067	0,9973	0,9845	0,9729	0,9559	0,9096	0,8500
0,20	1,0301	1,0142	0,9961	0,9843	0,9683	0,9539	0,9326	0,8749	0,8000
0,25	1,0229	1,0039	0,9823	0,9683	0,9494	0,9323	0,9072	0,8391	0,7500
0,30	1,0128	0,9908	0,9659	0,9499	0,9282	0,9087	0,8800	0,8023	0,7000
0,35	0,9999	0,9751	0,9472	0,9292	0,9050	0,8832	0,8512	0,7645	0,6500
0,40	0,9845	0,9571	0,9263	0,9065	0,8799	0,8560	0,8208	0,7258	0,6000
0,45	0,9668	0,9368	0,9034	0,8818	0,8530	0,8270	0,7890	0,6862	0,5500
0,50	0,9468	0,9145	0,8784	0,8552	0,8242	0,7964	0,7556	0,6457	0,5000
0,55	0,9246	0,8899	0,8514	0,8267	0,7937	0,7641	0,7208	0,6043	0,4500
0,60	0,9000	0,8631	0,8222	0,7961	0,7612	0,7300	0,6844	0,5620	0,4000
0,65	0,8729	0,8340	0,7909	0,7635	0,7268	0,6941	0,6463	0,5185	0,3500
0,70	0,8433	0,8024	0,7572	0,7285	0,6902	0,6561	0,6063	0,4738	0,3000
0,75	0,8108	0,7680	0,7209	0,6910	0,6512	0,6158	0,5642	0,4277	0,2500
0,80	0,7750	0,7304	0,6815	0,6504	0,6093	0,5727	0,5196	0,3799	0,2000
0,85	0,7354	0,6890	0,6384	0,6063	0,5639	0,5263	0,4719	0,3298	0,1500
0,90	0,6908	0,6428	0,5905	0,5575	0,5139	0,4754	0,4199	0,2765	0,1000
0,95	0,6395	0,5898	0,5359	0,5019	0,4572	0,4179	0,3614	0,2177	0,0500
1,00	0,5773	0,5254	0,4693	0,4342	0,3880	0,3474	0,2895	0,1448	0,0000

Сравнение выражений (27) и (34) дает

$$C_y(x, 0) = C_{y_0}(x) = \frac{1}{\left(\sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} - \frac{1}{x} \arccos \frac{1}{x}\right)^2} \quad (35)$$

3.4. Предел $\mu \rightarrow 1$. В этом случае $U \rightarrow U_e$ и $J \rightarrow 0$ что влечет $\rho \rightarrow 0$ и $E \rightarrow r_0 E_e / r$. Поскольку $r E$ приближается к постоянной, то согласно формуле (15) плотность заряда будет независимой от r . Воображая цилиндрическую поверхность с радиусом r , вычисляем по формуле Гаусса во втором приближении напряженность электрического поля.

$$E = \frac{r_0 E_e}{r} + \frac{\rho}{\epsilon} \frac{r^2 - r_0^2}{2r} = \frac{U_e}{r \ln x} + \frac{\rho}{\epsilon} \frac{r^2 - r_0^2}{2r} \quad (36)$$

Найденное выражение легко интегрируется. По интегралу напряжения определяется плотность заряда

$$\rho = \frac{4\epsilon(U - U_e)}{R^2\left(1 - \frac{1}{x^2} - \frac{2}{x^2} \ln x\right)} \quad (37)$$

Вольтамперную характеристику дает непосредственно формула (15), в которой теперь можно вторым слагаемым выражения (36) пренебрегать. Окончательно получим

$$J = \frac{8\pi\epsilon k U_e(U - U_e)}{R^2\left(1 - \frac{1}{x^2} - \frac{2}{x^2} \ln x\right) \ln x} \quad (38)$$

и

$$C_y(x, 1) = \frac{4}{\left(1 - \frac{1}{x^2} - \frac{2}{x^2} \ln x\right) \ln x} \quad (39)$$

К этим же результатам можно прийти, рассматривая α в

уравнении (26) как бесконечно большую величину или решая это же уравнение относительно $\alpha / (1 - \mu)$

3.5. Предел $x \rightarrow 1$. В настоящем случае можно пользоваться уже имеющимся решением для плоских электродов. Вставляя в формулу (10) $h = R - r_0 = R(1 - \frac{1}{x})$ и принимая $J = 2\pi R j$ получаем асимптотическое выражение

$$J = \frac{9}{8} \frac{Pl(\mu)}{(1 - \frac{1}{x})^3} \frac{2\pi \epsilon k U(U - U_e)}{R^2} \quad (40)$$

и отсюда

$$C_y(x \rightarrow 1, \mu) \approx \frac{9}{8} \frac{Pl(\mu)}{(1 - \frac{1}{x})^3} \quad (41)$$

В процессе $x \rightarrow 1$ относительная погрешность написанных формул стремится к нулю. Запишем еще очевидные результаты:

$$C_{y0}(x \rightarrow 1) = \frac{9}{8(1 - \frac{1}{x})^3} \quad ; \quad (42)$$

$$C_{y1}(1, \mu) = Pl(\mu) \quad (43)$$

3.6. Предел $x \rightarrow \infty$. Ради общности предполагаем $U_e \neq 0$, что влечет $E_e \rightarrow \infty$. Принимаем обозначение

$$\varphi = \frac{x^2}{(\alpha + 1) \ln^2 x} \quad , \quad (44)$$

что позволяет формулу (28) переписать так:

$$C_y(x, \mu) = \frac{\mu^2}{1 - \mu} \varphi \quad (45)$$

$C_y(\infty, \mu)$ — очевидно конечная величина. Если $u \neq 0$, то и $\lim_{x \rightarrow \infty} \varphi$ должно быть конечной величиной. Следовательно, α в пределе бесконечно большая величина, что позволя-

от везде в дальнейшем считать α и $\alpha + 1$ равными.
Учитывая сказанное, придаем уравнению (26) следующий вид

$$\frac{f(x, \alpha)}{x} - \frac{1}{\mu \sqrt{\varphi}} = 0 \quad (46)$$

Делаем в формуле (24) подстановку $\alpha = x^2/(\varphi \ln^2 x)$
и вычисляем предел

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{f(x, \alpha)}{x} = 1 + \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \quad (47)$$

Вставляя этот предел в уравнение (46), получаем

$$\varphi = \frac{(1 - \mu)^2}{\mu^2} \quad (48)$$

По формуле (45)

$$C_y(\infty, u) = 1 - \mu, \quad (49)$$

отсюда

$$J = \frac{2\pi \varepsilon k (U - U_e)^2}{R^2}. \quad (50)$$

Дополнительно можно показать, что в случае $x \rightarrow \infty$
напряженность E во всех точках среды одинакова, а потенциал имеет при $r = 0$ скачок на U_e

В частном случае $x \rightarrow \infty$ $\mu \rightarrow 0$ получаем

$$C_y(\infty, 0) = 1$$

и

$$J = \frac{2\pi \varepsilon k U^2}{R^2}. \quad (51)$$

3.7 Формулы Таунсенда и Дюпюи. На практике наиболее часто используется приближенная формула

$$\gamma \approx \frac{8\pi \varepsilon k U(U - U_e)}{R^2 \ln x}, \quad (52)$$

предложенная Таунсендом. К этой же формуле приводит вычисление вольтамперной характеристики по методу Дейча. Вывод формулы (52) подробно обсуждается в монографии [Капцов, 1947] .

Формула Таунсенда равносильна следующему приближенному выражению:

$$C_y(x, \mu) \approx C_{yT}(x) = \frac{4}{\ln x} \quad (53)$$

В работе [Дурву, 1958] предложена более точная, но зато и более сложная формула, которая равносильна другому приближенному выражению:

$$C_y(x, \mu) \approx C_{y0}(x, \mu) = 1 - \mu + \frac{2\mu}{\ln x} \left[1 + \left(1 + \frac{2\mu}{(1-\mu)\ln x} \right) \ln \left(1 + \frac{(1-\mu)\ln x}{2\mu} \right) \right] \quad (54)$$

Для выяснения точности описанных приближений значения функций $C_{yT}(x)$ и $C_{y0}(x, \mu)$ подвергались сравнению со значениями $C_y(x, \mu)$ в точках, распределенных по всей области определения. Результаты представлены в таблице 3, где верхние числа - значения отношения $C_{yT}(x)/C_y(x, \mu)$ а нижние числа - значения отношения $C_{y0}(x, \mu)/C_y(x, \mu)$.

В процессе $x \rightarrow \infty$ $\mu \rightarrow 1$ отношение $C_{yT}(x)/C_y(x, \mu)$ не имеет однозначного предела.

Таблица 3

$\mu \backslash x$	1	2	10	100	10^3	10^4	10^6	∞
0	0	0,677	1,249	0,841	0,577	0,434	0,290	0
	0	0,117	0,719	0,969	0,997	1,000	1,000	1
$\frac{1}{4}$	0	0,552	1,050	0,762	0,564	0,448	0,319	0
	0	0,238	0,837	0,979	0,989	0,992	0,995	1
$\frac{1}{2}$	0	0,480	0,961	0,767	0,610	0,508	0,383	0
	0	0,301	0,861	0,962	0,972	0,978	0,984	1
$\frac{3}{4}$	0	0,434	0,926	0,826	0,712	0,628	0,513	0
	0	0,353	0,888	0,954	0,957	0,959	0,965	1
$\frac{7}{8}$	0	0,417	0,927	0,887	0,809	0,745	0,684	0
	0	0,378	0,909	0,961	0,958	0,956	0,956	1
$\frac{15}{16}$	0	0,410	0,933	0,933	0,884	0,840	0,768	0
	0	0,391	0,924	0,974	0,968	0,964	0,959	1
1	0	0,403	0,944	0,999	1,000	1,000	1,000	-
	0	0,403	0,944	0,999	1,000	1,000	1,000	1

§ 4. Сферические электроды.

4.1. Электрическое поле. Выбираем сферическую координатную систему. Сохраняя полностью схему рассуждений п.3.1, переписываем лишь те формулы, в которые вносятся изменения:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 E)}{dr} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (55)$$

$$I = 4\pi r^2 k E \rho, \quad (56)$$

$$(r^2 E) d(r^2 E) = \frac{I}{4\pi \varepsilon k} r^2 dr, \quad (57)$$

$$(r^2 E) = \frac{I}{6\pi \varepsilon k} (r^3 + \beta r_*^3), \quad (58)$$

$$\beta = \frac{6\pi\epsilon k r_0}{I} E_e^2 - 1, \quad (59)$$

$$E = \frac{E_e}{t} \sqrt{\frac{t^3 + \beta}{1 + \beta}}, \quad (60)$$

$$U = r_0 \int_1^{\infty} E dt = \frac{r_0 E}{\sqrt{1 + \beta}} g(\infty, \beta), \quad (61)$$

$$g(\infty, \beta) = \int_1^{\infty} \frac{\sqrt{t^3 + \beta}}{t^2} dt \quad (62)$$

В отличие от п. 3.1 этот интеграл не выражается в элементарных функциях.

4.2. Вольтамперная характеристика. Сохраняя схему рассуждений п. 3.2, переписываем аналоги формул (25-29):

$$r_0 E_e = \frac{\infty U_e}{\infty - 1} = \frac{\infty \mu U}{\infty - 1}, \quad (63)$$

$$g(\infty, \beta) = \frac{\infty - 1}{\infty \mu} \sqrt{1 + \beta} = 0, \quad (64)$$

$$I = Sp(\infty, \mu) \frac{3\pi\epsilon k U(U + U_e)}{2R}, \quad (65)$$

$$Sp(\infty, \mu) = \frac{4\infty^3 \mu^2}{(\infty - 1)^2 (1 - \mu)(1 + \beta)}, \quad (66)$$

$$S_p(x, \mu) = S_{p_0}(x) S_{p_1}(x, \mu), \quad (67)$$

где $S_{p_0}(x) = S_p(x, 0)$. В п. 4.3 будет выведена точная формула (72) для вычисления $S_{p_0}(x)$. Предлагаем также приближенную формулу.

$$S_{p_0}(x) \approx \tilde{S}_{p_0}(x) = 3 \left(\frac{x}{x-1} \right)^3 - \frac{1}{(x-1)^2} - \frac{4}{x} + \frac{2,2}{\sqrt{x}} - 2 \quad (68)$$

При составлении этой формулы учитывались асимптотические свойства функции $S_{p_0}(x)$

В таблице 4 представлены значения функции $S_{p_0}(x)$ и $\vartheta(x) = S_{p_0}(x) / \tilde{S}_{p_0}(x)$

Таблица 4

x	$S_{p_0}(x)$	$\vartheta(x)$
1	∞	1
1,1	3916,2	1,0068
1,2	623,99	1,0069
1,3	231,03	1,0051
1,5	74,243	1,0015
1,7	38,261	0,9999
2	20,559	1,0001
2,5	11,265	1,0026
3	7,8488	1,0047
4	5,1317	1,0062
5	4,0030	1,0056

x	$S_{p_0}(x)$	$\vartheta(x)$
7	3,0049	1,0029
10	2,3974	0,9995
15	1,9794	0,9966
20	1,7801	0,9954
30	1,5803	0,9950
50	1,4119	0,9956
100	1,2682	0,9972
200	1,1794	0,9987
500	1,1083	0,9998
5000	1,0325	1,0003
∞	1	1

Таблица 5

$\mu \backslash x$	1	1.5	2	3	4	5	7	10	15
0,00	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
0,05	1,0492	1,0488	1,0484	1,0476	1,0470	1,0463	1,0453	1,0439	1,0420
0,10	1,0969	1,0953	1,0938	1,0910	1,0886	1,0864	1,0825	1,0778	1,0717
0,15	1,1432	1,1398	1,1365	1,1307	1,1256	1,1211	1,1133	1,1040	1,0922
0,20	1,1883	1,1824	1,1769	1,1671	1,1586	1,1512	1,1387	1,1239	1,1056
0,25	1,2322	1,2233	1,2151	1,2004	1,1880	1,1772	1,1592	1,1383	1,1129
0,30	1,2751	1,2626	1,2512	1,2310	1,2140	1,1994	1,1754	1,1478	1,1149
0,35	1,3169	1,3004	1,2853	1,2589	1,2369	1,2181	1,1875	1,1529	1,1121
0,40	1,3577	1,3367	1,3175	1,2843	1,2567	1,2334	1,1957	1,1537	1,1048
0,45	1,3975	1,3716	1,3480	1,3072	1,2736	1,2454	1,2003	1,1504	1,0932
0,50	1,4365	1,4051	1,3766	1,3277	1,2877	1,2542	1,2011	1,1431	1,0774
0,55	1,4745	1,4373	1,4034	1,3457	1,2988	1,2598	1,1983	1,1318	1,0574
0,60	1,5117	1,4681	1,4285	1,3613	1,3069	1,2620	1,1917	1,1164	1,0331
0,65	1,5480	1,4975	1,4518	1,3743	1,3120	1,2608	1,1812	1,0967	1,0043
0,70	1,5834	1,5256	1,4732	1,3847	1,3139	1,2559	1,1664	1,0723	0,9706
0,75	1,6180	1,5523	1,4927	1,3923	1,3123	1,2471	1,1470	1,0429	0,9316
0,80	1,6518	1,5775	1,5102	1,3969	1,3068	1,2338	1,1224	1,0075	0,8862
0,85	1,6846	1,6012	1,5256	1,3982	1,2971	1,2155	1,0917	0,9652	0,8334
0,90	1,7166	1,6234	1,5386	1,3956	1,2823	1,1911	0,0533	0,9139	0,7705
0,95	1,7477	1,6439	1,5490	1,3886	1,2613	1,1588	1,0046	0,8497	0,6927
1,00	1,7778	1,6625	1,5565	1,3760	1,2318	1,1152	0,9395	0,7629	0,5848

Таблица 5 (продолжение)

$\mu \backslash \lambda$	20	30	50	100	200	500	5000	∞	I/μ
0,00	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	I,0000	∞
0,05	I,0405	I,0380	I,0345	I,0288	I,0224	I,0131	0,9900	0,9500	20,000
0,10	I,0668	I,0593	I,0491	I,0341	I,0187	0,9986	0,9567	0,9000	10,000
0,15	I,0832	I,0697	I,0518	I,0272	I,0031	0,9737	0,9174	0,8500	6,6667
0,20	I,0919	I,0719	I,0462	I,0120	0,9800	0,9426	0,8750	0,8000	5,0000
0,25	I,0942	I,0675	I,0340	0,9908	0,9516	0,9071	0,8304	0,7500	4,0000
0,30	I,0911	I,0575	I,0164	0,9646	0,9189	0,8683	0,7842	0,7000	3,3333
0,35	I,0830	I,0426	0,9940	0,9342	0,8826	0,8267	0,7366	0,6500	2,8571
0,40	I,0704	I,0232	0,9674	0,9000	0,8431	0,7827	0,6880	0,6000	2,5000
0,45	I,0534	0,9995	0,9367	0,8623	0,8007	0,7365	0,6383	0,5500	2,2222
0,50	I,0322	0,9716	0,9022	0,8213	0,7555	0,6882	0,5876	0,5000	2,0000
0,55	I,0067	0,9397	0,8639	0,7771	0,7077	0,6379	0,5360	0,4500	I, 8182
0,60	0,9770	0,9036	0,8217	0,7296	0,6571	0,5856	0,4836	0,4000	I,6667
0,65	0,9427	0,8631	0,7755	0,6786	0,6038	0,5312	0,4302	0,3500	I,5385
0,70	0,9036	0,8179	0,7249	0,6240	0,5476	0,4747	0,3758	0,3000	I,4286
0,75	0,8591	0,7674	0,6695	0,5653	0,4880	0,4157	0,3204	0,2500	I,3333
0,80	0,8082	0,7108	0,6085	0,5019	0,4245	0,3539	0,2638	0,2000	I,2500
0,85	0,7497	0,6466	0,5404	0,4325	0,3563	0,2886	0,2056	0,1500	I,1765
0,90	0,6808	0,5721	0,4627	0,3549	0,2814	0,2185	0,1454	0,1000	I,1111
0,95	0,5961	0,4813	0,3692	0,2635	0,1952	0,1401	0,0817	0,0500	I,0526
I,00	0,4765	0,3503	0,2315	0,1275	0,0682	0,0289	0,0031	0,0000	I,0000

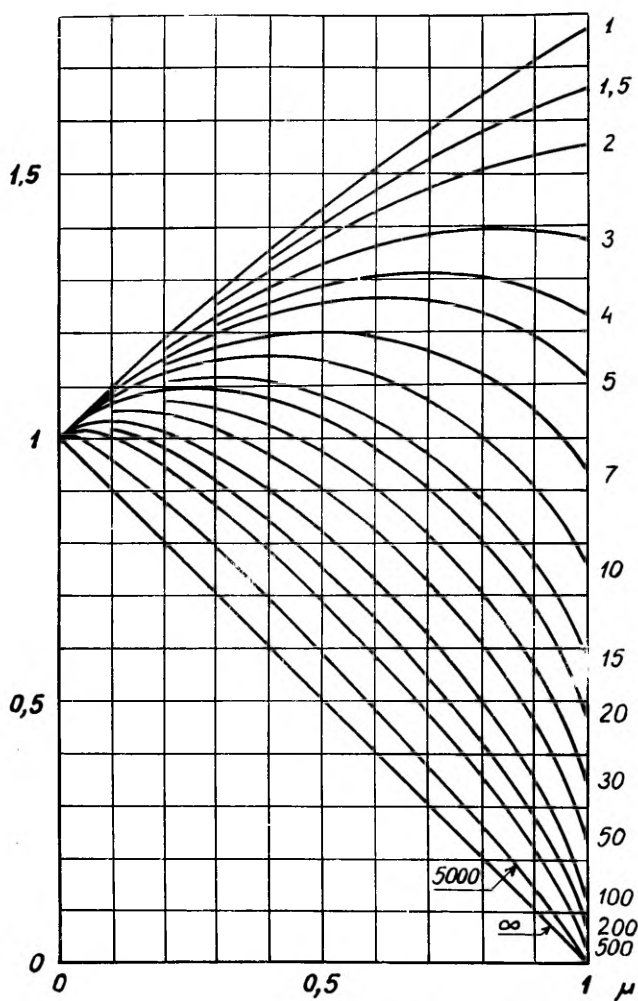


Рис. 2. Графики функции $S_{p_1}(\varphi, \mu)$ Отдельные кривые соответствуют указанным фиксированным значениям аргумента φ

Численные значения функции $S_p(x, \mu)$ представлены в таблице 5, а графики на рисунке 2.

4.3. Предел $\mu \rightarrow 0$. Предположение $E_e = 0$ влечет к $\beta = -1$. Вполне аналогично п. 3.3 получаем

$$E = \sqrt{\frac{I}{6\pi\epsilon k r_0}} \frac{\sqrt{t^3 - 1}}{t^2}, \quad (69)$$

$$U = \sqrt{\frac{I r_0}{6\pi\epsilon k}} g(x, -1), \quad (70)$$

$$I = \frac{6\pi\epsilon k U^2 x}{R [g(x, -1)]^2}, \quad (71)$$

$$S_p(x, 0) = S_p(x) = \frac{4x}{[g(x, -1)]^2} \quad (72)$$

Значения $g(x, -1)$ вычисляются численным интегрированием по формуле (62).

4.4. Предел $\mu \rightarrow 1$. Поступая аналогично п. 3.4 находим

$$E = \frac{r_0^2 E_e}{r^2} + \frac{\rho}{\epsilon} \frac{r^3 - r_0^3}{3r^2}, \quad (73)$$

$$\rho = \frac{6\epsilon x^3 (U - U_e)}{R^2 (x^3 - 3x + 2)}, \quad (74)$$

$$I = \frac{24\pi\epsilon k U_e (U - U_e) x^3}{R(x-1)(x^3 - 3x + 2)}, \quad (75)$$

$$S_p(x, 1) = \frac{16x^3}{(x-1)(x^3 - 3x + 2)} \quad (76)$$

Как в п. 3.4, так и здесь к этим же результатам можно прийти путем формального предельного перехода в уравнении (64).

4.5. Предел $x \rightarrow 1$. Пользуясь решением для плоских электродов, легко найти асимптотическое выражение

$$I \approx 3 \frac{Pl(\mu)}{\left(1 - \frac{1}{x}\right)^3} \frac{3\pi\epsilon k U(U-U_0)}{2R} \quad (77)$$

Очевидно

$$S_{p_0}(x \rightarrow 1) \approx 3 \left(\frac{x}{x-1}\right)^3, \quad (78)$$

$$S_{p_1}(1, \mu) = Pl(\mu) \quad (79)$$

4.6. Предел $x \rightarrow \infty$. Этот переход влечет $\beta \rightarrow \infty$. Придаем уравнению (64) следующий вид:

$$\frac{g(x, \beta)}{\sqrt{\beta}} - \frac{x-1}{x\mu} = 0 \quad (80)$$

и разбиваем $g(x, \beta)/\sqrt{\beta}$ на сумму двух слагаемых $y_1 + y_2$, где

$$y_1 = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \int_1^{\sqrt[3]{\beta}} \frac{\sqrt{t^3 + \beta}}{t^2} dt = \int_1^{\sqrt[3]{\beta}} \frac{\sqrt{1 + \frac{t^3}{\beta}}}{t^2} dt, \quad (81)$$

$$y_2 = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \int_{\sqrt[3]{\beta}}^x \frac{\sqrt{t^3 + \beta}}{t^2} dt = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \int_{\sqrt[3]{\beta}}^x \frac{\sqrt{1 + \frac{\beta}{t^3}}}{\sqrt{t}} dt \quad (82)$$

Разлагая корни в ряды по степеням t^3/β или β/t^3 можно показать, что $\lim_{\beta \rightarrow \infty} \gamma_1 = 1$ и $\lim_{x \rightarrow \infty} \gamma_2 = 2 \lim_{x \rightarrow \infty} \sqrt{x/\beta}$. Вставляя эти результаты в уравнение (80) получаем

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{x}{\beta} = \frac{(1-\mu)^2}{4\mu^2} \quad (83)$$

Теперь уже легко найти предел выражения (66)

$$S_p(\infty, \mu) = 1 - \mu \quad (84)$$

и соответствующую предельную формулу

$$I = \frac{3\pi\epsilon k (U-U_0)^2}{2R} \quad (85).$$

§ 5. Дополнения и замечания.

5.1 Влияние зависимости эмиссионного напряжения от плотности тока на вольтамперные характеристики. В теории коронного разряда обычно принимается дополнительное допущение:

9⁰ Эмиссионная напряженность не зависит от плотности тока.

В таком случае эмиссионное напряжение постоянно и равно начальному напряжению U_0 , что позволяет вообще отказаться от понятий эмиссионной напряженности и напряжения, заменяя всюду E_e на E_0 и U_e на U_0 . При этом формулы (10), (27) и (65) — явные выражения вольтамперных характеристик.

К сожалению, допущение 9⁰ не всегда приемлемо. Тогда приходится формулы (10), (27) и (65) толковать как уравне-

ния. Поскольку функции $E_e = E_e(j)$ разных эмиттеров могут быть весьма разнообразны, то эти уравнения решаются лишь в конкретных случаях. Пример решения одной конкретной задачи приведен в статье [Таммет, 1969 б] .

Весьма часто зависимость E_e от плотности тока относительно слабая, и для решения уравнений (10), (27) и (65) можно рекомендовать метод простой итерации по этим же формулам (10), (27) и (65).

5.2. Об экспериментальном определении эмиссионного напряжения. Рассмотрим принцип простейшего эксперимента для изучения эмиссионных напряженности и напряжения.

Пусть экспериментальная установка состоит из цилиндрического эмиттера с радиусом r_0 и двух сменных внешних цилиндрических электродов с радиусами R_1 и R_2 . Обозначаем $R_1/r_0 = x_1$ и $R_2/r_0 = x_2$. Измеряя напряжения U_1 и U_2 при разных внешних электродах, но при одном и том же заданном значении J , можно на основе формул (37) и (27) писать

$$\begin{aligned} C_y \left(x_1, \frac{r_0 E_e \ln x_1}{U_1} \right) \frac{U_1 (U_1 - r_0 E_e \ln x_1)}{R_1^2} = \\ = C_y \left(x_2, \frac{r_0 E_e \ln x_2}{U_2} \right) \frac{U_2 (U_2 - r_0 E_e \ln x_2)}{R_2^2} \end{aligned} \quad (86)$$

Это — уравнение с одной неизвестной. Определив отсюда E_e , можно вычислить U_e для любого радиуса внешнего цилиндра.

Предложенный метод существенно опирается на допущение 7⁰. Для проверки правомерности этого допущения желательно повторить измерения при многих значениях радиуса внешнего электрода и сравнить результаты. Тогда эксперимент сводится к снятию вольт-метровых характеристик.

Описание одного конкретного эксперимента снятия вольт-метровых характеристик коронного разряда можно найти в статье [Гринман, Бахтаев, 1967]

Подобный опыт можно провести и без смены электродов, используя технику зондов (в случае коронного разряда зонды Саго).

Аналогично можно изучить эмиссионную напряженность также на плоских или сферических электродах.

5.3. О методе численного решения основных уравнений.

Уравнения (26) и (64) решаются лишь численным способом.

Особенно неудобно уравнение (64), так как значения функции $g(x, \beta)$ приходится определять численным интегрированием. Поэтому желательно применять по возможности наиболее быстро сходящийся итерационный процесс.

Заметив, что значения производных функции $f(x, \alpha)$ и $g(x, \beta)$ по α или β выражаются относительно просто через значения самих функций, можно легко построить итерацию высокого порядка по схеме Чебышева. При табулировании функции $S_p(x, \mu)$ использовалась итерация четвертого порядка:

$$\beta_{n+1} = \beta_n - \frac{y}{y'} - \frac{y''y^2}{2(y')^3} + \left(y''' - 3 \frac{(y'')^2}{y'} \right) \frac{y^5}{6(y')^4}, \quad (87)$$

где $y = y(\beta)$ — левая часть уравнения (64), а y', y'', y''' — его производные по β при $\beta = \beta_n$. Величина x считается параметром. Производные функций $g = g(\beta)$ и $y = y(\beta)$ вычислялись по следующей рекуррентной схеме:

$$g' = \frac{1}{3\beta} \left(\omega - \frac{v}{x} + \frac{g}{2} \right); \quad (88)$$

$$g'' = \frac{1}{6\beta} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{xv} - 5g' \right); \quad (89)$$

$$g''' = \frac{1}{12\beta} \left(\frac{1}{xv^3} - \frac{1}{\omega^3} - 22g'' \right); \quad (90)$$

$$y' = g' - \frac{x-1}{2x\mu\omega}, \quad (91)$$

$$y'' = g'' + \frac{\alpha - 1}{4\alpha\mu\omega^3}, \quad (92)$$

$$y''' = g''' - \frac{3(\alpha - 1)}{8\alpha\mu\omega^5}, \quad (93)$$

где

$$\omega = \sqrt{1 + \beta}, \quad (94)$$

$$\nu = \sqrt{\alpha^3 + \beta}. \quad (95)$$

Уравнение (26) можно решать аналогично. Ввиду простоты вычисления значений функции $f(\alpha, \alpha)$ использовалась итерация лишь второго порядка (метод Ньютона).

5.4. О точности таблиц. Основные функции табулированы с четырьмя значащими цифрами. При выборе числа значащих цифр имелась в виду потребность точности при количественном изучении отклонений реальных явлений от идеальной униполярной квазикоронны.

Все табулированные значения вычислены непосредственно, не прибегая к интерполяции. Ошибки представленных цифр не должны превосходить единицу последнего знака.

Благодарность.

Завершение настоящей работы стало возможным благодаря предоставлению автору возможности пользоваться машинами Вычислительного центра Казанского государственного университета имени В.И.Ульянова-Ленина. За непосредственную помощь при вычислениях автор признателен В.В.Садум и В.Г.Беловой.

Л и т е р а т у р а

- Гринман И.Г., Бахтаев Ш.А. - 1967 - Экспериментальное исследование коронного разряда на тонких проволоках, Изв. АН Казахской ССР, сер. физ-мат. № 6, с. 72-78.
- Капцов Н.А. - 1947 - Коронный разряд. Гостехиздат, М.-Л.
- Попков В.И. - 1949 - К теории униполярной короны постоянного тока, Электричество, № 1, с. 33-48.
- Таммет Х.Ф. - 1969 а - Теория простейшей модели плоского нейтрализатора статического электричества, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 240.
- Таммет Х.Ф. - 1969 б - Вольтамперные характеристики триэвенового нейтрализатора статического электричества, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 239, с. 41-46.
- Dupuy, J. - 1958 - Effet de couronne et champs ionises, Rev. gén. de l'électricité 67, № 2, p.85-104.

IDEAALISE UNIPOLAARSE KVAASIKOROONA VOLTAMPER- KARAKTERISTIKUD

H.Tammet

Sisukord

§ 1. Sissejuhatus. 1.1. Kvaasikoroona mõiste tarvilikkus. 1.2. Ideaalne unipolaarne kvaasikoroona. 1.3. Lihtsustused. 1.4. Emissioonpinge ja algpinge. 1.5. Ülesande seadest. 1.6. Tähistused.

§ 2. Tasased elektroodid. 2.1. Elektriväli. 2.2. Voltamperkarakteristik. 2.3. Piirjuhud.

§ 3. Silindrilised elektroodid. 3.1. Elektriväli.
3.2. Voltamperkarakteristik. 3.3. Piir $\mu \rightarrow 0$. 3.4. Piir $\mu \rightarrow 1$. 3.5. Piir $\alpha \rightarrow 1$. 3.6. Piir $\alpha \rightarrow \infty$. 3.7. Townsendi ja Dupuy valemid.

§ 4. Sfäärilised elektroodid. 4.1. Elektriväli.
4.2. Voltamperkarakteristik. 4.3. Piir $\mu \rightarrow 0$. 4.4. Piir $\mu \rightarrow 1$. 4.5. Piir $\alpha \rightarrow 1$. 4.6. Piir $\alpha \rightarrow \infty$

§ 5. Täiendused ja märkused. 5.1. Emissioonpinge ja voolutiheduse vahelise sõltuvuse mõju voltamperkarakteristikule. 5.2. Emissioonpinge katselisest määramisest. 5.3. Põhivõrrandite numbrilise lahendamise meetodist. 5.4. Tabelite täpsusest.

Tänuavaldus.

Kirjandus.

Olulisemad tähistused

x - vaadeldava punkti kaugus tasasest emitterist, h - paralleelitasandite vaheline kaugus, r - vaadeldava punkti kaugus elektroodide teljest või tsentrist, r_0 - emitteri raadius, R - passiivse elektroodi raadius, $\alpha = R/r_0$, ε - keskkonna absoluutne elektriline läbitavus, k - laengukandjate elektriline liikuvus, ρ - laengutihedus, j - voolutihedus, J - voolutugevus pikkusühiku kohta, I - voolutugevus, E - elektrivälja tugevus, E_e - emissioonvälja tugevus (väljatugevus emitteri pinnal), U - elektroodidevaheline pinge, U_e - emissioonpinge (kujuteldav pinge, mis tekitab ruumlaengu puudumise korral emitteri pinnal antud emissioonväljatugevusega võrdse tugevusega elektrivälja), $\mu = U_e/U$.

Kõik valemid on kirjutatud SI ühikutes.

Resümee

Koroonalahenduse voltamperkarakteristikute arvutusmeetodid on rakendatavad ka koroonalahendusest hoopiski erinevate nähtuste uurimisel. Et vältida arusaamatusi nii teooria rakendusobjekti kui ka ranguse küsimustes,

võetakse kasutusele kvaasikoroona mõiste. Ideaalne unipolaarne kvaasikoroona on defineeritud p. 1.2 esitatud tingimustega, mis lühendatult on järgmised:

- 1° Kumbki elektrood on ekvipotentsiaalne.
- 2° Laengukandjad tekivad ainult ühe elektroodi (emitteri) pinnal.
- 3° Emissioonväljatugevus sõltub ainult voolutihedusest.
- 4° Laengukandjate kiirus sõltub ainult elektrivälja tugevusest.

Autori eesmärgiks oli ideaalse unipolaarse kvaasikoroona voltamperkarakteristikute jaoks võimalikult mugavate rangete valemite koostamine lihtsustavate eeldustega 5° - 8° kitsendatud juhul. Nimetatud eeldused nõuavad elektroodide sümmeetriat, keskkonna elektrilise läbitavuse ning laengukandjate liikuvuse konstantsust ja protsessi statsionaarsust.

Lugeja huvides on ka elementaarsed ja tuntud tulemustekäigud esitatud täielikult.

Põhitulemusteks on voltamperkarakteristikute praktilised valemid tasaste (10), silindriliste (27, 29) ja sfääriliste (65, 67) elektroodide jaoks. Valemites esinevad spetsiaalfunktsioonid on tabuleeritud /tabelid 1, 2, 4, 5; $Pl(\mu) = Cy_1(1, \mu) = Sp_1(1, \mu)$ / , ülevaate nende funktsioonide iseloomust annavad ligikaudsed valemid (30, 68) ja joonised 1, 2. Piirjuhte kirjeldavad valemid (34, 35, 72, 38, 40, 41, 49, 50, 71, 75, 76, 77, 78, 84, 85).

Koroonalahenduse teoorias eeldatakse tavaliselt emissioonpinge konstantsust. Niisugusel eeldusel võrdub emissioonpinge lahenduse algpingega ja valemid (10, 27, 65) esitavad voltamperkarakteristikud vahetult. Vastasel korral esitavad need valemid voltamperkarakteristikuid ilmutamata kujul.

VOLTAMPERE CHARACTERISTICS OF AN IDEAL UNIPOLAR QUASI-CORONA

H. Tammet

Table of contents of the paper

- § 1. Introduction. 1.1. Need for the concept of a quasi-corona. 1.2. An ideal unipolar quasi-corona. 1.3. Simplifications. 1.4. Emission voltage and initial voltage. 1.5. The posing of the problem. 1.6. Symbols.
- § 2. Plane electrodes. 2.1. Electric field. 2.2. Volt-ampere characteristic. 2.3. Limiting cases.
- § 3. Cylindrical electrodes. 3.1. Electric field. 3.2. Voltampere characteristic. 3.3. Limit $\mu \rightarrow 0$. 3.4. Limit $\mu \rightarrow 1$. 3.5. Limit $\alpha \rightarrow 1$. 3.6. Limit $\alpha \rightarrow \infty$. 3.7. Townsend and Dupuy formulas.
- § 4. Spherical electrodes. 4.1. Electric field. 4.2. Voltampere characteristic. 4.3. Limit $\mu \rightarrow 0$. 4.4. Limit $\mu \rightarrow 1$. 4.5. Limit $\alpha \rightarrow 1$. 4.6. Limit $\alpha \rightarrow \infty$.
- § 5. Additions and notes. 5.1. Effect of the dependence of emission voltage and current density on the voltampere characteristic. 5.2. On the experimental determination of emission voltage. 5.3. On the method of numerically solving basic equations. 5.4. On the accuracy of tables.
- Acknowledgements.
- References.

Some important notations

x - distance of the point under observation from the plane emitter; h - distance between parallel planes; r - distance of the point under observation from the electrode axis or centre; r_0 - radius of the emitter; R - ra-

dius of the passive electrode; $\epsilon = R/r_0$; - absolute electric permeability of the medium; k - electric mobility of charge carriers; ρ - charge density; j - current density; J - current per unit length; I - current; E - electric field strength; E_e - strength of the emission field (field strength on the surface of the emitter); U - voltage between electrodes; U_e - emission voltage between the electrodes (imaginary voltage which in absence of a space charge would produce an electric field equal to the strength of the emission field on the surface of the emitter); $\mu = U_e/U$. All formulas have been written in the SI system.

Summary

The calculation methods of the voltampere characteristics of a corona discharge are applicable to the study of phenomena quite different from a corona discharge. To avoid misunderstandings on questions of the applicability of theory to the subject under study as well as on matters of accuracy, the concept of a quasi-corona is introduced. An ideal unipolar quasi-corona is defined by conditions presented in section 1.2, which are briefly as follows:

- 1° Either of the electrodes is equipotential.
- 2° Charge carriers arise only on the surface of one electrode (the emitter).
- 3° The strength of the emission field depends only on current density.
- 4° The velocity of the charge carriers depends only on the electric field strength.

The aim of the author has been to draw up rigorous formulas for the voltampere characteristics of an ideal unipolar quasi-corona which would be as convenient as possible and be restricted by simplifying assumptions listed under 5° to 8°. These assumptions call for the symmetry of electrodes, constancy of the electric permeability of

the medium and that of carrier mobility, as well as stationarity of processes.

In the interests of the reader all derivational operations, including elementary and well-known ones, have been presented completely.

The basic results are the practical formulas of volt-ampere characteristics for plane (10), cylindrical (27, 29) and spherical (65, 67) electrodes. The specific functions occurring in the formulas have been tabulated (Tables 1, 2, 4, 5; $Pl(\mu) = Cy_1(1, \mu) = Sp_1(1, \mu)$). A review of the nature of these functions is provided by approximate formulas (30, 68) and figures 1 and 2. Limiting cases are described by formulas (34, 35, 72, 38, 40, 41, 49, 50, 71, 75, 76, 77, 78, 84, 85).

In the theory of corona discharges the constancy of the emission voltage is, as a rule, assumed. Under this assumption, the emission voltage equals the initial voltage of the discharge and formulas (10, 27, 65) represent voltampere characteristics directly. In an inverse case they represent voltampere characteristics in implicit form.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРИТИЕВОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИ- ЧЕСТВА

Х.Ф.Таммет

1. Введение. В настоящей статье рассматривается обычная модель нейтрализатора статического электричества, состоящая из двух проводящих плоскостей, одна из которых активирована тритием.

По существу эта модель - плоская ионизационная камера, в которой ионы возникают лишь вблизи одной стенки.

Эффективная толщина слоя возникновения ионов на поверхности активной пластины тритиевого нейтрализатора находится в пределах одного миллиметра, что можно по сравнению с обычно встречающимися расстояниями между активной пластиной и нейтрализуемой поверхностью считать малой толщиной. Это позволяет приложить к изучению описанной модели нейтрализатора статического электричества общий метод расчета вольтамперных характеристик идеальной униполярной квазикоронны, изложенный в статье [Таммет, 1969] Дополнительные допущения будем вводить по ходу вычислений.

2. Метод расчета вольтамперной характеристики. Вольтамперная характеристика идеальной униполярной квазикоронны между плоскими электродами описывается уравнением.

$$j = P\ell\left(\frac{U_e}{U}\right) \frac{9 \varepsilon k U(U - U_e)}{8 \kappa^3}, \quad (I)$$

где j - плотность тока, $P\ell(U_e/U)$ - функция, определенная и табулированная в статье [Таммет, 1969], ε - абсолютная электрическая проницаемость среды ($\varepsilon \approx 8,85$ пФ/м),

k - подвижность ионов, h - расстояние между поверхностями пассивного электрода и условного эмиттера, U - напряжение между теми же поверхностями, $U_e = h E_e$ эмиссионное напряжение, E_e - эмиссионная напряженность (напряженность электрического поля на поверхности условного эмиттера). Поверхностью условного эмиттера будем считать воображаемую поверхность, ограничивающую зону эффективной ионизации над активной пластиной. Пусть она будет удалена от активной пластины на расстояние d . Тогда $h = \ell - d$, где ℓ - расстояние между пластинами.

Напряжение U считаем равным напряжению между пластинами.

Чтобы решить уравнение (1), необходимо найти математическое выражение зависимости $U_e = U_e(j)$. Рассмотрим слой между активной пластиной и условной поверхностью эмиттера как плоскую ионизационную камеру с однородной биполярной объемной ионизацией. Принимаем экспоненциальную аппроксимацию вольтамперной характеристики ионизационной камеры

$$j = j_0 (1 - e^{-E/E_{cr}}), \quad (2)$$

где j_0 - плотность тока насыщения, E - напряженность электрического поля на обкладках и E_{cr} - пока неопределенная постоянная напряженность.

Дифференцированием формулы (2) по E легко показать, что $E_{cr} = j_0 / \lambda_0$, где λ_0 - предел проводимости при $E \rightarrow 0$. Так как λ определяется на поверхности обкладки, $\lambda_0 = e k n_0$, где e - элементарный заряд и n_0 - предельная концентрация ионов.

Концентрация n_0 вычисляется по уравнению рекомбинации $q = \alpha n_0^2$, где α - коэффициент рекомбинации ($\alpha \approx 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \text{ сек}^{-1}$) и q - интенсивность ионообразования. Интенсивность q связана с плотностью тока насыщения соотношением $j_0 = e q d$. Учитывая все сказанное, получаем

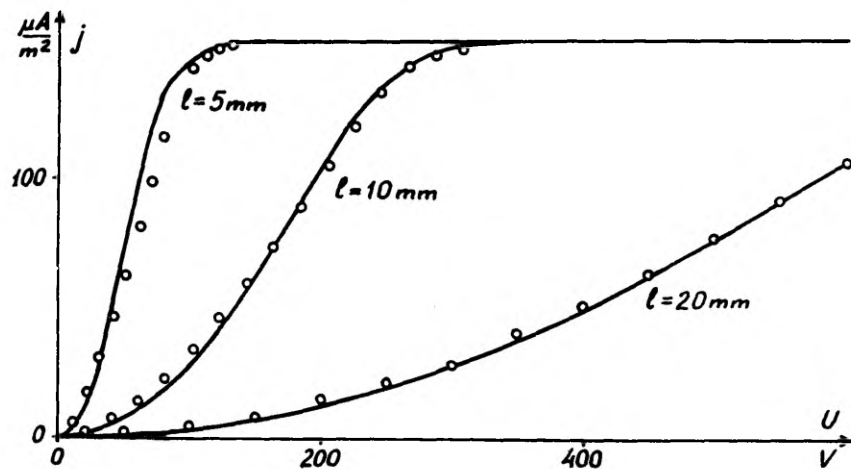


Рис. 1. Вольтамперные характеристики. Экспериментальные точки изображены кружками. Кривые построены по теоретическому расчету в предположении $d = 0,9 \text{ мм}$, $k = 2,15 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$. Постоянная гальванометра определена грубо, поэтому достоверны лишь относительные значения плотности тока, а указанное значение подвижности - условное.

$$E_{cr} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{e}} j_0 d \quad (3)$$

Поскольку E_e в формуле (1) и E в формуле (2) — одна и та же физическая величина, то формулы (2) и (3) позволяют выразить $U_e = h E_e$ через плотность тока

$$U_e = \frac{h}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{e}} j_0 d \ln \frac{j_0}{j_0 - j} \quad (4)$$

Подставляя найденное выражение в формулу (1), получаем для вольтамперной характеристики трансцендентное уравнение с одной неизвестной. Во избежание необходимости изучения условий сходимости, можно это уравнение решать простейшим методом деления промежутка пополам. При небольшой вычислительной задаче упрощение алгоритма окупает несущественное увеличение и так небольшого времени счета.

3. Экспериментальная проверка. Использовалась модель плоского нейтрализатора, в котором активная пластина 40 x 50 мм включена к гальванометру и для предотвращения краевого эффекта обрамлена заземленными пластинами, также активизированными тритием. Другая клемма гальванометра заземлена, а пассивный электрод подключен к источнику регулируемого напряжения. В остальном экспериментальная установка не отличается от описанной в статье [Гросс, Петров, Фадеева, Суценцова 1967] .

Результаты опыта вместе с теоретическими кривыми представлены на рисунке.

Автор выражает благодарность Л.Г.Гроссу за предложение проблемы, предоставление аппаратуры и помощь при постановке опыта.

Л и т е р а т у р а

Гросс Л.Г., Петров Ю.А., Фадеева Г.А., Суденцова Р.А. - 1967 - Нейтрализация зарядов статического электричества при производстве киноплёнки, Техника кино и телевидения № 5, с. 30-38.

Таммет Х.Ф. - 1969 - Вольтамперные характеристики идеальной униполярной квазикоронны, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 239, с. 3-40.

STAATILISTE LAENGUTE TRIITIUMNEUTRALISAATORI VOLTAMPER- KARAKTERISTIKUD

H. Tammet

Resümee

Staatiliste laengute triitiumneutralisaatori voolt-
amperkarakteristikute ligikaudseks arvutamiseks võib ka-
sutada ideaalse unipolaarse kvaasikoroona teooriat. Emis-
sioonpinge ja voolutiheduse vahelise sõltuvuse võib mõ-
ningate lihtsustavate eelduste korral avaldada valemiga
(4). Teoreetiliste arvutuste järgi koostatud graafikud
koos katseandmetega on esitatud joonisel.

VOIT-AMPERE CHARACTERISTICS OF A TRITIUM NEUTRALIZER OF STATIC CHARGES

H. Tammet

Summary

The theory of an ideal unipolar quasicorona can be used to perform an approximate calculation of the volt-ampere characteristics of a tritium neutralizer of static charges. The interdependence of the emission voltage and the current density can, in case of a few simplifying assumptions, be expressed by formula (4). The diagrams drawn in accordance with theoretical calculations and experimental data are presented in the figure.

ДЕЙСТВУЮЩАЯ ШИРИНА ИДЕАЛЬНОГО ПРОВОЛОЧНОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Х.Ф.Таммет

Назовем идеальным проволочным нейтрализатором длинную бесконечно-тонкую проволоку с нулевым начальным напряжением коронного разряда, натянутую параллельно эквипотенциальной плоскости, заряд которой подлежит нейтрализации. Интенсивность нейтрализатора будем характеризовать силой ионного тока с единицы длины проволоки J .

Сила тока с единицы длины плоского нейтрализатора равна произведению ширины ионизатора b и плотности тока в бесконечно-широком нейтрализаторе j_{pl} лишь при условии $b \gg h$, где h - расстояние между ионизатором и нейтрализуемой плоскостью. Определяем действующую ширину нейтрализатора статического электричества b_{eff} как величину, при которой формула

$$J = b_{eff} j_{pl} \quad (1)$$

действительна независимо от отношения b/h . Введение действующей ширины обеспечивает связь теорий разных нейтрализаторов с теорией плоского нейтрализатора.

В случае идеального проволочного нейтрализатора можно по соображениям размерности записать:

$$b_{eff} = \beta \cdot h. \quad (2)$$

Значение постоянной β должно определяться методами теории коронного разряда. К сожалению, решение уравнений коронного разряда для промежутка провод-плоскость не известно. Поэтому прибегаем к косвенному способу оценки постоянной β .

Для униполярного коронного разряда в промежутке плоскость-плоскость и цилиндр-коаксиальный провод [Таммет, 1969] известны точные формулы:

$$j_{idpl} = \frac{9 \epsilon_0 k U^2}{8 h^3}, \quad (3)$$

$$J_{idcyl} = \frac{2 \pi \epsilon_0 k U^2}{R^2} \quad (4)$$

Здесь ϵ_0 - абсолютная диэлектрическая проницаемость воздуха ($\epsilon_0 \approx 8,85$ пФ/м, все выражения написаны в системе СИ), k - подвижность ионов, U - напряжение между электродами, h - расстояние между плоскостями и R - радиус цилиндра. Начальное напряжение разряда и радиус провода приняты равными нулю. Из формулы (3,4) вытекает, что

J_{idcyl} равно J_{idpl} при условиях $R = h$ и $b_{eff} = \frac{16\pi}{9} h$. Если было бы известно отношение $\gamma_{id} = J_{idlin}/J_{idcyl}$, где J_{idlin} - сила тока с единицы длины идеального проводящего нейтрализатора при условии $h = R$, то легко вычислить и значение $\beta_0 = \frac{16\pi}{9} \gamma_{id}$.

Из теории Дейча [Капцов, 1947] вытекает, что $\gamma_{id} = 0,39$; соответствующее значение β_0 будет 2,2. Однако, метод Дейча в настоящем случае недостаточно обоснован. Поэтому полученная оценка значения β_0 недостоверна.

Метод Попкова [Попков, 1949] почти точен в случае цилиндрической геометрии. Но при рассмотрении промежутка провод-плоскость неизбежны допущения, точность которых трудно оценить. В качестве окончательного результата Попков предложил полуэмпирические уравнения:

$$\left. \begin{aligned} J_{en} &= \frac{2,57 \epsilon_0 k U_0 (U - U_0) g}{[\ln 2 - \ln(1 + \sqrt{1+g}) - 1 + \sqrt{1+g}] h^2 \ln \frac{2h}{r_0}} \\ g &= \frac{3,3 J_{en}}{4 \pi \epsilon_0 k} \left(\frac{h \ln \frac{2h}{r_0}}{U_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

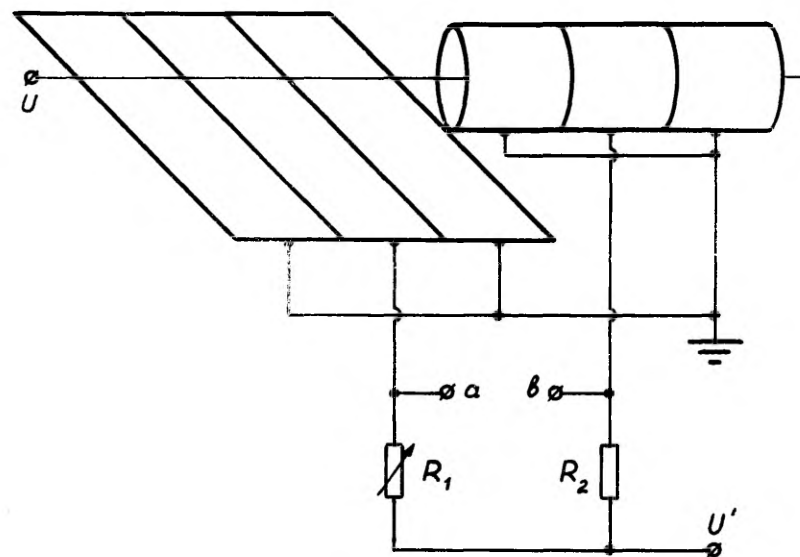


Рис. 1. Установка для определения значения величины γ

Здесь r_0 — радиус провода и U_0 — начальное напряжение разряда. В пределе $r_0 \rightarrow 0$, $U_0 \rightarrow 0$ система (6) разрешима и приводит к следующей формуле:

$$J_{id \omega n} = \frac{13,9 \varepsilon_0 k U^2}{8 h^2} \quad (7)$$

Сравнение формулы (7) с формулами (1,2,3) дает значение $\beta_c = 1,55$.

Теория коронного разряда в промежутке провод-плоскость наиболее строго развита в работе [Цырлин, 1956]. Однако ряды, использованные в упомянутой работе, в пределе $r_0 \rightarrow 0$ не сходятся и поэтому в нашем случае не удается непосредственно применить результаты Цырлина.

Автор использовал для определения значений γ установку, схема которой представлена на рис. 1. При помощи регулируемого компенсационного напряжения U' и магазина сопротивления R , потенциалы точек a и b поддерживались равными нулю (грубо) и равными друг другу (точно). Отношение сил токов определялось по значениям R_2 и R_1 .

Потенциал U положительный ($k \approx 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$); основные размеры следующие: $R = h = 72,5 \text{ мм}$, $r_0 = 51 \text{ мкм}$. Так как начальные напряжения разряда

$U_{0 \omega n} \neq U_{0 \omega c}$, то расчет значений γ проводился по формуле

$$\gamma = \frac{J_{\omega n}}{J_{\omega c}} \frac{(U - U_{0 \omega c}) C_\gamma(R/r_0, U_{0 \omega c}/U)}{(U - U_{0 \omega n}) C_\gamma(2h/r_0, U_{0 \omega n}/U)} \quad (8)$$

используя таблицу функции $C_\gamma(x, \mu)$ [Таммет, 1969]. Результаты опыта представлены на рис. 2. Так как $R \gg r_0$, то $\gamma_{id} \approx \lim_{\mu \rightarrow 0} \gamma \approx 0,29$. Отсюда $\beta_c = 1,6$.

В дополнение отметим, что вольтамперная характеристика коронного разряда в промежутке провод-плоскость может быть записана в виде:

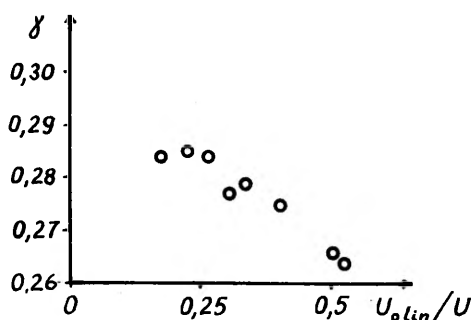


Рис. 2. - Результаты экспериментального определения значений величины γ

$$J_{em} = \gamma \left(\frac{\varepsilon h}{r_0} \frac{U_0}{U} \right) C_y \left(\frac{2h}{r_0}, \frac{U_0}{U} \right) \frac{2\pi \varepsilon_0 k U(U-U_0)}{h^2} \quad (9)$$

О функции γ известно лишь то, что в довольно широкой области значений аргументов она почти постоянна и близка к значению 0,29. Поэтому выражение (9) имеет практическое значение лишь в качестве приближенной формулы.

Л и т е р а т у р а

- Капцов Н.А. - 1947 - Коронный разряд, Гостехиздат, М.-Л.
 Полков В.И. - 1949 - К теории униполярной короны постоянного тока, Электричество (№ I), с. 33-48.
 Таммет Х.Ф. - 1969 - Вольтамперные характеристики идеальной униполярной квазикороны, Уч.зап.Тартуского гос. ун-та 239, с. 3-40.
 Цырлин Л.Э. - 1956 - Некоторые вопросы математической теории коронного разряда при постоянном напряжении ЖТФ 26 (№ II), с. 2524-2538.

IDEAALSE STAATILISTE LAENGUTE TRAAATNEUTRALISAATORI TEGEVLAIUS

H. Tammet

Resümee

Staatiliste laengute neutralisaatori tegevlaiauseks nimetatakse vaadeldava neutralisaatoriga võrdintensiivse tasaneutralisaatori tinglikku laiust. Koroonalahenduse teooria valemite ja katsetulemuste analüüs näitab, et ideaalse traatneutralisaatori tegevlaiause ning traadi ja tasandi vahelise kauguse suhe on ligikaudu 1,6.

EFFECTIVE WIDTH OF AN IDEAL WIRE NEUTRALIZER OF STATIC CHARGES

H. Tammet

Summary

By the effective width of a neutralizer of static charges is meant the conventional width of a plane neutralizer having an intensity which is equal to that of the neutralizer under consideration. A study of the formulas of the corona discharge theory and the experimental results showed that the ratio of the effective width of an ideal plane neutralizer to the distance between the wire and the plane is approximately the 1.6.

КРАЕВОЙ ЭФФЕКТ В ПЛОСКОМ НЕЙТРАЛИЗАТОРЕ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Х.Ф.Таммет, Л.Г.Гросс

В теории идеализированного плоского нейтрализатора [Таммет, 1969 а] предполагается, что линейные размеры электродов намного больше расстояния h между ионизатором и нейтрализуемой поверхностью. На практике часто ширина плоского ионизатора b сравнима с расстоянием h . Под краевым эффектом подразумеваются расхождения между характеристиками бесконечного широкого нейтрализатора, и нейтрализатора, имеющего конечные размеры. Допустим, что толщина слоя на поверхности ионизатора, в котором происходит образование ионов, пренебрежимо мало. В предположении, что длина ионизатора $a \gg h$, краевой эффект можно количественно описать коэффициентом.

$$B = \frac{b_{\text{eff}} - b}{h}$$

где b_{eff} — действующая ширина, понятие которой определено в работе [Таммет, 1969 б]

Коэффициент краевого эффекта B зависит как от отношений геометрических размеров, так и от режима нейтрализатора. Максимальные значения B достигаются, если ионизатор является однородно активной тонкой пластиной и ионный ток ограничивается лишь пространственным зарядом (идеальный режим). Обозначим соответствующее значение коэффициента краевого эффекта через ρ или ρ^* соответственно тому, активна или неактивна обратная поверхность ионизатора. Очевидно

$\rho \gg \rho^*$ По соображениям размерности коэффициенты ρ и ρ^* зависят лишь от одного аргумента b/h .

В пределе $b/h \rightarrow 0$ плоский нейтрализатор становится идентичным проволочному нейтрализатору. Согласно результатам

Представленным в работе [Таммет, 1969 б], коэффициент β для идеального проволочного нейтрализатора равен $\beta_0 = 1,6$. В пределе $v/k \rightarrow \infty$ коэффициенты β и β^* приближаются к некоторым постоянным значениям β_∞ и β_∞^* . Как будет показано $\beta_\infty < 1,6$. Поэтому можно предполагать, что все значения функций $\beta(v/k)$ и $\beta^*(v/k)$ лежат в интервале $(\beta_\infty^*, \beta_0)$.

Для определения значения β_∞^* использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке. Ионизатор (I) состоит из тонких пластин, активированных тритием. Средний пробег ρ — частиц, излучаемых тритием не превышает нескольких миллиметров, что позволяет достаточно точно фиксировать расстояние до плоского электрода (2). Размеры каждой из активных пластин $40 \times 12,5$ мм или $80 \times 12,5$ мм, пластины установлены на туго натянутых тонких нитях, практически не искажающих электрического поля. Число, расположение и подключение пластин к гальванометру или к земле варьируемы. Расположение и порядок включения пластин, показанных на рисунке, позволяют измерять силу ионного тока при действии кривого эффекта лишь на коротких сторонах пластин. После удаления четырех крайних пластин сила тока увеличивается и по результатам измерения можно вычислить значение β . Измерения проведены при разном расположении и порядке включения пластин. Основные измерения выполнялись при 3–7% насыщения плотности тока в середине широкого ионизатора. Опыт показал, что это достаточно для обеспечения идеального режима с необходимой точностью.

Результаты опытов позволяют сделать следующие заключения:

1. При погрешности измерения до 10% коэффициент $\beta_\infty^* = 1,3$.
2. Для того, чтобы β^* равнялось указанному значению, достаточно выполнить условие $v \gg k$.
3. Разность $\beta - \beta^*$ не превышает значения 0,1.

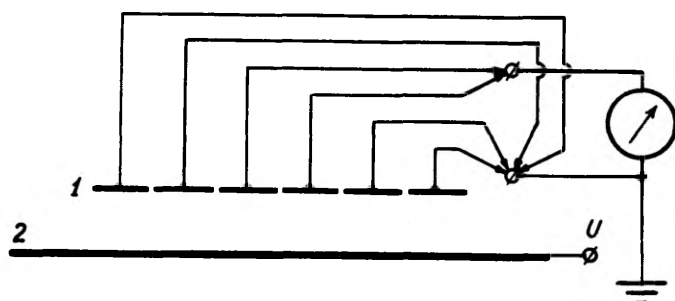


Рис. I. - Схема установки для излучения
краевого эффекта. Активные пластины
(1) и плоский электрод (2) располо-
жены горизонтально (вид сбоку).

Л и т е р а т у р а

- Таммет Х.Ф. - 1969 а - Теория простейшей модели плоского
нейтрализатора статического электричества. Уч.
зап. Тартуского гос. ун-та 240.
- Таммет Х.Ф. - 1969 б - Действующая ширина идеального
проволочного нейтрализатора статического электри-
чества, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та 239,
с. 47-52.

ÄÄREEFEKT STAATILISTE LAENGUTE TASANEUTRALISAATORIS

H. Tammet, L. Gross

Resüme

Ääreefekti kordajat ($b_{\text{eff}} - b$)/h mõõdeti tritiumiga aktiveeritud plaatidest koostatud tasaneutralisaatori mudelis. Laia neutralisaatori ääreefekti kordaja väärtuseks saadi ideaalse režiimi korral 1,3.

EDGE EFFECT OF STATIC CHARGES IN A PLANE NEUTRALIZER

H. Tammet, L. Gross

Summary

The coefficient of the edge effect ($b_{\text{eff}} - b$)/h was measured on a model of a plane neutralizer constructed of plates activated by tritium. The value of the coefficient of the edge effect of a broad neutralizer in ideal operating conditions was found to be 1.3.

НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗ РАЗВИТИЯ УНИПОЛЯРНОГО ВЧ РАЗРЯДА

В.А.Веймер

Для определения основных параметров быстропротекающих процессов развития стримерного газового разряда широко применяется метод импульсного питания разрядного промежутка [Критцингер, 1963; Нассер, 1963; Вайдманн, 1964; Даусон и Винн, 1965 и др.] Кроме возможности определения окорости распространения, разветвленности и т.д. [Нассер, 1963; Вайдманн, 1964], указанный способ питания разрядного промежутка позволяет жестко синхронизовать запуск измерительных приборов с началом наблюдаемых процессов. Это особенно важно при исследовании начальных стадий разряда.

Применение импульсного питания разрядного промежутка при исследовании униполярного ВЧ разряда [Веймер и Куду, 1969] дало возможность установить более детально основные фазы развития ВЧ разряда.

При всех положительных сторонах указанного метода, он обладает одним существенным недостатком, присутствие которого в значительной степени снижает ценность полученных при его помощи результатов: не учитывается статистическое запаздывание начала разряда относительно переднего фронта прикладываемого к разрядному промежутку импульсного напряжения. Вследствие этого нарушается временная привязка начала разряда и тем самым не детерминируется его продолжительность, а также затрудняется синхронизация запуска приборов наблюдения.

Ввиду того, что статистическое запаздывание особенно сказывается при напряжениях, близких к пороговым, то для преодоления указанной трудности предшествующие авторы

проводили исследования при значительных перенапряжениях. Однако, при исследовании ВЧ разряда и особенно при смешанных ВЧ и постоянном напряжениях такой способ не всегда возможен, т.к., например, форма ВЧ вспышки зависит от амплитуд компонентов смешанного напряжения [Куду, 1960]. Кроме того, остается неисследованной область напряжений, близких к пороговым.

Вторым способом уменьшения времени запаздывания разряда является повышение начальной ионизации в разрядном промежутке. Эта возможность, однако, также не всегда применима в связи с искажением начальных условий и влиянием на процессы образования разряда. Кроме того, таким образом можно лишь уменьшить время запаздывания, а не полностью исключить его.

Автором предлагается иной способ для преодоления указанной трудности. Коротко он может быть назван методом фотоэлектрической обратной связи с переменной задержкой. Суть его заключается в следующем. В некоторый момент времени t_0 на разрядный промежуток подается напряжение. Разряд возникает в момент времени t_1 , отстоящий от t_0 на время τ_3 , где τ_3 — время статистического запаздывания начала разряда. Момент t_1 фиксируется, и с него начинается отсчет времени определяющего продолжительность разряда. В момент времени t_2 , отстоящий от t_1 на время τ_p , с разрядного промежутка снимается напряжение; разряд прекращается. Интервал времени τ_p определяет продолжительность разряда. Путем его измерения можно получить различные фазы развития разряда.

I Экспериментальная установка

Блок-схема устройства, позволяющего задавать интервал времени τ_p и измерять τ_3 , показана на рис. I.

При подаче на блок управления стартового импульса (в случае ручного запуска стартовый импульс формируется в

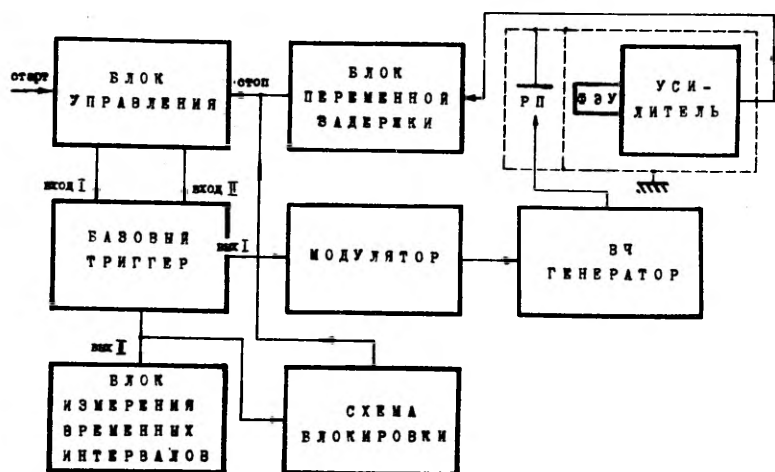


Рис. I. Блок-схема установки по изучению ВЧ разряда.
РП - разрядный промежуток.

самом блоке управления) на выходе ее появляется сигнал, запускающий базовый триггер. Возникший на выходе триггера перепад напряжения подается на модулятор, который отпирает ВЧ генератор, и ВЧ напряжение передается через схему согласования на острие. Как только на острие возникнет форма разряда, сопровождаемая излучением, на выходе фотоэлектронного умножителя появляется сигнал. Этот сигнал усиливается импульсным усилителем, формируется и через блок переменной задержки подается на стоповый вход блока управления, а отсюда - на вход 2 базового триггера. Триггер переходит в исходное состояние и при посредстве модулятора производит запираание ВЧ генератора. Разряд прекращается. В зависимости

от задержки импульса обратной связи в блоке переменной задержки можно регулировать длительность разряда. В данном случае конец разряда привязан к моменту возникновения разряда, т.к. наблюдаемая фаза развития разряда действительно соответствует тому интервалу времени, который задан блоком задержки в цепи обратной связи.

Блок управления предназначен для формирования стартового и стопового импульсов, для подачи их на базовый триггер.

Базовый триггер имеет разрешающее время порядка 0,1 мксек и вырабатывает скачки напряжения, достаточные для управления модулятором.

Модулятор представляет собой широкополосный усилитель с полосой пропускания 0–2 мГц. В качестве модулятора может быть использован также триггер с катодной связью, дающий на выходе импульс напряжения – 300–300 в.

В качестве ВЧ генератора используется радиостанция в режиме коротких импульсов. Длительность фронтов нарастания и спада ВЧ радиоимпульса на выходе генератора около 2 мксек.

Использовался разрядный промежуток (РП) острие-плоскость, который был связан с выходом ВЧ генератора через схему согласования (на блок-схеме не показана); оба были заключены в экран. ВЧ напряжение подавалось на острие. Имелась возможность подать на острие также постоянное напряжение одновременно с ВЧ напряжением. В качестве острия использовалась платиновая проволока диаметром 1 мм, с обработанным полусферически концом. В качестве плоскости – диск из латуни с диаметром 15 см на расстоянии 5 см над острием.

Фотоэлектронный умножитель (использовался ФЭУ-36) был объединен в один блок с импульсным усилителем и заключен в металлический экран. От разрядного промежутка его отделяла металлическая сетка. Конец острия и прилегающая к нему часть разрядного промежутка радиусом около 0,5 см была при помощи системы линз спроектирована непосредствен-

но на фотокатод ФЭУ. Подбором напряжения питания ФЭУ чувствительность системы могла изменяться в широких пределах. Была достигнута чувствительность, при которой схема надежно срабатывала от вспыхивающих импульсов короны постоянного напряжения.

В качестве блока переменной задержки использовались импульсные генераторы Г5-6А и Г5-4Б в режиме внешнего запуска. Задержка запуска для них равнялась 2 мксек и 11 мксек соответственно, что, в основном, и определяло мертвое время переключения схемы, т.е. минимальную продолжительность импульса ВЧ напряжения на острие (около 4 мксек). В случае Г5-6А в качестве задержанного импульса использовался задний фронт выходного импульса, а у Г5-4Б - импульс со второго выхода (сдвинутый импульс). Задержанный импульс подавался на стоповый вход блока управления. Была также предусмотрена возможность ручной остановки схемы.

Для измерения времени статистической задержки начала разряда относительно переднего фронта радиоимпульса использовался блок измерения временных интервалов, который состоял из генератора таймерных импульсов (генератор ударного возбуждения с формирователем) и счетчика импульсов ПС-10 000. Частота следования таймерных импульсов была 1 мГц. Измерялась длительность радиоимпульсов и, зная величину задержки обратной связи, можно было определить задержку начала разряда.

Схема блокировки служила для прекращения ВЧ колебаний через заданный интервал времени при нарушении цепи обратной связи. Последнее могло привести к развитию ВЧ дуги и порче разрядного промежутка.

2. Результаты измерений

Были проведены предварительные измерения для выяснения возможностей системы. Были получены различные фазы развития разряда, которые наблюдались визуально через теле-

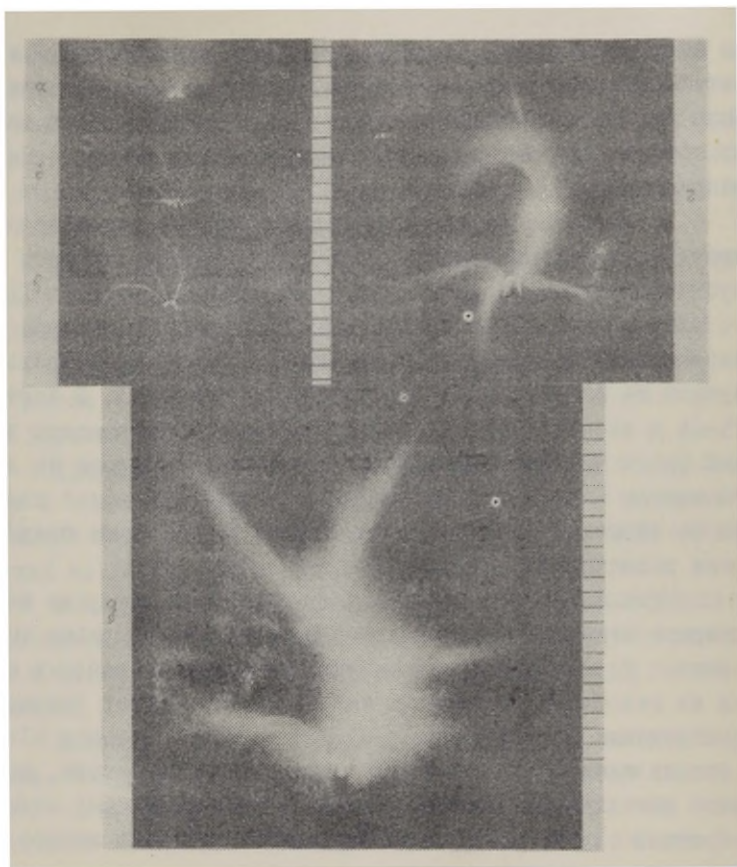


Рис. 2. ВЧ вспышки (20 мГц, 9 кВ) при продолжительностях развития:

а - 5 мсек, - 30 вспышек,

б - 25 "-, - 1 вспышка,

в - 300 "-, - "- ,

г - 2000 "-, - "- ,

д - 10000 "-, - "- ,

цена деления масштабных меток 1 мм.

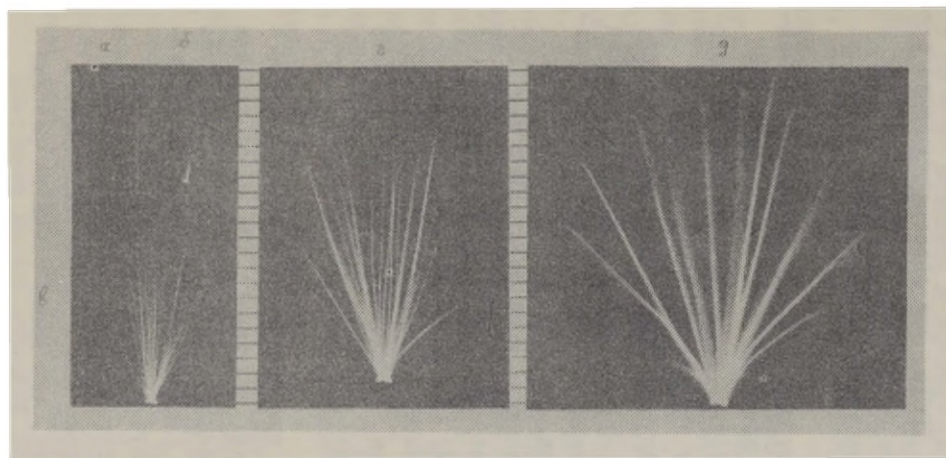


Рис. 3. ВЧ вспышки на смешанном напряжении (6 кв ВЧ напряжения и 3 кв
положительного постоянного напряжения) при продолжительности
развития: а - 5 мсек, - 30 вспышек,
б - 10 мсек, - 20 вспышек, в - 35 "- , - 20 "- ,
г - 100 "- , - 20 "- , д - 300 "- , - 11 "- ,
цена деления масштабных меток 1 мм.

скопическую лупу ТЛ-4 и фотографировались фотоаппаратом "Зенит-3М" с объективом со светосилой 1:1,5 на пленку чувствительностью 130 ед. ГОСТа. При фотографировании слабых объектов использовался фенидоновый проявитель, при помощи которого реальная чувствительность пленки была доведена до 2000 ед. ГОСТа.

Фотографии некоторых фаз развития разряда представлены на рис. 2 и рис. 3. Фотографии на рис. 2 получены при подведении к острию только высокочастотного, с частотой 20 мГц, напряжения с амплитудой 9 кв. На рис. 2а представлены наложенные друг на друга 30 вспышек продолжительностью 5 мксек. На рис. 2б видна одиночная вспышка продолжительностью 25 мксек. Рис. 2в соответствует вспышке длительностью 300 мксек, рис. 2г - 2000 мксек и рис. 2д - 10 000 мксек. Приведенная серия фотографий позволяет проследить развитие разряда от чрезвычайно слабых (едва заметных тренированному глазу) нитевидных каналов до мощных (ослепляющих при наблюдении незащищенным глазом), обросших диффузным облаком, образований, которые при еще большем увеличении длительности разряда переходят в пламя факельного разряда.

Надо отметить, что при сравнении данного способа с подобной серией фотографий, полученной при использовании импульсного питания разрядного промежутка ВЧ напряжением [Веймер и Куду, 1969], существенных отличий не замечается. Однако, в данном случае можно сказать, что полученные фотографии соответствуют определенному времени развития разряда, в то время как в случае импульсного питания можно было сказать, что время развития разряда не больше длительности радиоимпульса.

На рис. 3 приведены фотографии разряда при подаче на острие смешанного напряжения - ВЧ напряжения 6 кв и положительного постоянного - 3 кв. Видно развитие разряда от длины около 1 мм до нескольких сантиметров. Временные интервалы, которым соответствуют рис 3а по рис.

3д, были соответственно 5, 10, 35, 100 и 300 мксек. На рис. 2а друг на друга наложено 30 вспышек, на рис. 2б, 2в и 2г — 20 вспышек, а на рис. 2д — 11 вспышек. При дальнейшем увеличении продолжительности вспышки ее длина уже не растет, а увеличивается яркость и толщина прямого канала, он обрастает диффузным облаком и затем переходит в факел.

Как указывалось в случае импульсного питания разрядного промежутка [Веймер и куду, 1969], по геометрическим размерам вспышки и продолжительности ее развития возможно найти скорость ее распространения. Особенно удобно это в случае смешанного напряжения (при указанной пропорции), т.к. распространение разряда происходит почти прямолинейно. Если пренебрегать погрешностью в определении длины вспышки, вызванной небольшими отклонениями вспышек от вертикального направления, то определение скорости распространения по приросту длины вспышки в единицу времени не представляет никакой трудности. Так, по представленным фотографиям, скорость распространения вспышки изменялась в пределах от $7 \cdot 10^2$ м/сек вблизи острия (на расстоянии 3 мм) до 0,25 м/сек в середине разрядного промежутка (на расстоянии 20 мм от острия).

Определение скорости распространения ВЧ вспышки методом фотографирования фаз ее развития при соотношениях ВЧ и постоянного напряжения, дающих искривленную форму вспышки, затруднительно. Однако, можно надеяться, что использование стереофотографии, и в особенности фотографирование двумя аппаратами, расположенными под прямым углом, может дать удовлетворительные результаты.

Измерение времен задержки начала разряда показало, что разброс времен очень велик, особенно при напряжениях, близких к пороговым и при малой начальной ионизации воздуха. Так, для вспышек при одном ВЧ напряжении 9 кв задержка колебалась от нескольких мксек до десятков миллисекунд, а в случае указанного соотношения ВЧ и положительного постоянного напряжения, наибольшие времена задерж-

ки исчислялись несколькими минутами.

3. Заключение

Испытания описанной экспериментальной установки и полученные при помощи ее предварительные результаты показывают, что при помощи ее возможно изучение ряда характеристик униполярного ВЧ газового разряда. Возможности установки ограничены изучением ВЧ разряда, т.к. скорости распространения разряда постоянного напряжения и скорость смены его фаз значительно больше. Однако, изложенный ранее принцип может быть использован и при исследовании более быстротекущих процессов при соответственном увеличении быстродействия системы.

Автор благодарит К.Ф.Куду за ценные советы в процессе создания описанной системы.

Л и т е р а т у р а

Kritzinger, J. J., Nature, 197, 1165 (1963).

Nasser, E., Zs. Phys., 172, 405 (1963).

Waldmann, G., Zs. Phys., 179, 102 (1964).

Dawson, G. A., Winn, W. P., Zs. Phys., 183, 159 (1965).

Веймер В.А., Куду К.Ф. - Наблюдение фаз развития ВЧ остриевого разряда. Уч. зап. ТГУ, Труды по аэроионизации и электроаэрозолям III, Тарту, 1969, 240.

Куду К.Ф. - О начальных стадиях разряда с острия в воздухе, Тарту, 1960.

UNIPOLAARSE KS-LAHENDUSE ARENGUFAASIDE VAATLEMINE

V. Veimer

Resümee

Kirjeldatakse süsteemi, mis on mõeldud KS tõlviklahenduse uurimiseks ja töötab muudetava viitega fotoelektrilise tagasiside põhimõttel. Terasvik-plaat lahendusvahemikus (LV) sagedusel 20 MHz saadi KS-lahenduse arengufaaside aegade piirkonnas $\sim 4 \mu s$ kuni 10 ms, s.o. kuni tõlviklahenduse väljaarendamiseni.

On näidatud toodud meetodi ja LV impulsstoitemeetodi põhimõttelist vahet. On esitatud meetodid KS-sähvatuse ruumilise arengu kiiruse ja lahenduse alguse viite määramiseks KS pinge lülitusmomendi suhtes. On saadud KS-lahenduse erinevate arengufaaside fotod.

OBSERVATION OF THE DEVELOPMENTAL PHASES OF UNIPOLAR HF DISCHARGE

V Veimer

Summary

The article describes a system intended for the study of HF cob discharges and operating on controllable delay on the principle of photoelectric feedback. The developmental phases of the HF discharge were obtained in the point-to-plane discharge gap (LV) at a frequency of 20 MHz within the time limits of $\sim 4 \mu s$ on to 10 ms, i.e. till the development of a cob discharge.

The essential distinction of the given method and the LV pulse supply method has been shown. Methods have been presented of how to determine the delay between the speed of the spatial development and the onset of the discharge concerning the switch moment of the HF voltage. Photos of different developmental phases of the HF discharge have been obtained.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В АСПИРА- ЦИОННОМ СЧЕТЧИКЕ АЭРОИОНОВ

Я.И.Салым

Если диффузия аэроионов в измерительном конденсаторе отсутствует (и другие искажающие факторы несущественны), то с помощью счетчика аэроионов спектр (распределение) подвижностей определяется согласно общей теории идеального счетчика [Таммет, 1967]. При наличии же диффузии обычные формулы для нахождения спектра подвижностей не дают верных результатов. Хотя действие диффузии при аэроионных измерениях проявляется в разных аспектах, наибольший интерес для нас будет представлять именно действие ее на точность измерения спектра подвижностей.

Искажения за счет диффузии имеют следующий характер. Вырожденный спектр, т.е. бесконечно узкий спектр, состоящий из одной линии, заменяется кажущимся спектром конечной ширины. Такую разновидность кажущегося спектра, полученного при истинном вырожденном спектре, будем называть аппаратной функцией, по аналогии с подобными величинами в оптической спектроскопии. Таким образом, аппаратная функция при наличии диффузии имеет конечную ширину. Узкие пики в спектре утолщаются, близлежащие пики могут слиться, мелкие детали в спектре исчезают, в общем - спектр сглаживается.

Аппаратная функция наиболее полно характеризует действие диффузии на результаты измерения спектра подвижностей. Знание точной формы аппаратной функции могло бы дать принципиальную возможность нахождения истинного спектра. Отметим, что аппаратная функция зависит, кроме подвижности и предельной подвижности, также и от типа принципиальной схемы

счетчика, от многих режимных параметров и т.д.

Более узкая задача - определение разрешающей способности счетчика аэроионов при помощи обычной теории идеального счетчика. Для этой цели достаточно лишь знать ширину аппаратной функции, а ее же можно принять за наименьший разрешимый интервал. Если нужно уточнить значение этой ширины, будем иметь в виду коэффициент вариации, т.е. стандартное отклонение, разделенное на среднее значение. Возможны и другие определения ширины.

Для точного экспериментального определения аппаратной функции (или ширины ее) желательно иметь ионизированный воздух с аэроионами одинаковой подвижности (с вырожденным спектром). Пока это не осуществлено. Этому требованию лучше всего отвечают положительные фэромоны, полученные ионизацией ядерным излучением. Однако, спектр их подвижностей не является пренебрежимо узкой, а поэтому непосредственное определение ширины аппаратной функции затруднительно, ибо нельзя строго предполагать, что дисперсии истинного спектра и аппаратной функции складываются [Сальм, 1969 а]. Поэтому в настоящей работе действие диффузии характеризуется некоторой величиной Z , которая монотонно зависит от ширины аппаратной функции. По всей вероятности, можно утвердить, что ширина аппаратной функции тем меньше (а разрешающая способность тем больше), чем меньше Z . Значение Z будет уточнено ниже.

Результаты определения действия диффузии в настоящей работе ограничены большими значениями числа Рейнольдса и относительно сильной внешней турбулентностью.

1. Экспериментальная установка

Описываемая здесь экспериментальная установка представляет собой, в основном, аспирационный счетчик аэроионов с разделенным конденсатором, скомплектованный с ионизатором и термоанемометрической аппаратурой. По общему устройству и

назначению эта установка похожа на установку, описанную в работе [Таммет, 1967], однако, имеются и некоторые видоизменения, служащие более полному изучению рассматриваемого явления. Общий вид установки представлен на photographиях рис. 1.

Измерительный конденсатор (рис. 2).

Перечислим основные соображения, по которым построен измерительный конденсатор.

1) Используется коаксиальный измерительный конденсатор, являющийся более совершенным по сравнению с плоским конденсатором. Тем не менее, при относительно нешироком зазоре между обкладками, кривизна последних мало оказывается, а результаты должны быть такими же, как и в случае плоского измерительного конденсатора.

2) Разрешающая способность счетчика должна быть высокой. Поэтому лучше всего было бы использовать дифференциальный счетчик второго порядка, однако, чтобы не усложнять аэродинамических свойств входного участка, отказываемся от разделения потока воздуха и применяем схему дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором.

Было предпринято специальное исследование [Салым, 1969 б] с целью найти оптимальную действующую емкость (длину) собирающей обкладки. Оказалось целесообразным пользоваться действующей емкостью собирающей обкладки, составляющей $1/10$ от действующей емкости всего конденсатора. При уменьшении этого отношения погрешность результатов измерения быстро растет, при увеличении же — мало меняется, и к тому же, при слишком длинной собирающей обкладке трудно интерпретировать результаты.

3) В принципе безразлично, находится ли собирающая обкладка во внутренней или во внешней обкладке. Однако, имеется ряд соображений в пользу того, чтобы собирающая обкладка была во внешней обкладке. Это упрощает конструкцию и эксплуатацию установки, а также предотвращает сглаживание спектра ввиду адсорбции на входную трубу.

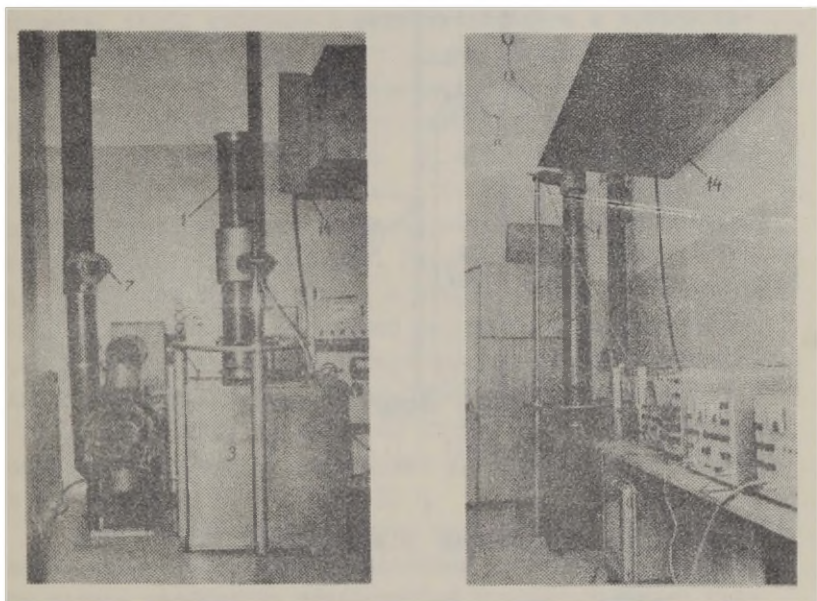


Рис. 1. Виды экспериментальной установки. Цифры соответствуют рис. 3.

4) Размеры измерительного конденсатора должны быть по возможности большими, чтобы уменьшить ошибки, связанные со слабостью ионного тока, и ошибки, вызванные молекулярной диффузией.

Конструктивные подробности измерительного конденсатора следующие (рис. 2). Расположение конденсатора вертикальное, свободностоящее, а направление потока воздуха сверху вниз. Внешняя обкладка I, состоит из отрезков трубы из серого чугуна, которые вместе с кольцеобразными изо-

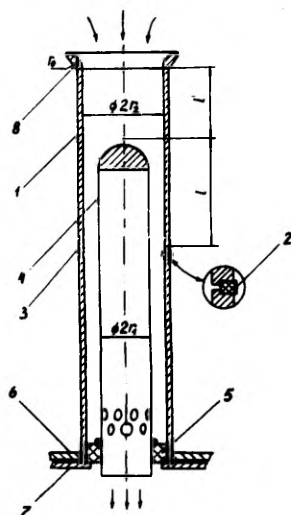


Рис. 2. Измерительный конденсатор.

ляторами из полистирола 2 наложены друг на друга (на рисунке указаны два изолятора, а в действительности их число больше). Так можно без разборки, только внешними переключениями проводников, образовать конденсатор разной длины, причем относительная длина собирающей обкладки 3 остается неизменной, равной $1/10$. Качество изоляторов характеризуется током помехи, который генерируется изоляторами. Типичным значением для силы этого тока оказалось $1 \cdot 10^{-15}$ а. Другие материалы (фторопласт-4, прозрачный полистирол) не дали лучших результатов.

Внутренняя обкладка 4 также свободно стоит, опираясь нижним концом на кольцеобразный изолятор из органического стекла 5. Верхний конец внутренней обкладки имеет наконечник либо полусферической, либо вытянутой полуэллипсоидаль-

ной формы (с отношением осей 2:1). Внутренняя обкладка состоит из нескольких отрезков стальной трубы, соединенных между собой муфтами с резьбой.

Вертикальность обеих обкладок можно отдельно регулировать, чтобы добиться соосности обкладок и вертикальности конденсатора. Для этого опорные плиты 6 и 7 порознь поддерживаются на трех регулировочных болтах. Рабочие поверхности обкладок точно обработаны и отполированы.

Радиус внешней обкладки $r_2 = 72,5$ мм, радиус внутренней обкладки $r_1 = 46,0$ мм ($0,635 r_2$). В некотором отношении может оказаться целесообразным пользоваться понятием гидравлического радиуса. Гидравлический радиус r_h (по германской терминологии) — это удвоенная смоченная площадь, разделенная на смоченный периметр. В данном случае, т.е. в случае канала кольцевого сечения, гидравлический радиус равняется ширине зазора между обкладками, $r_h = r_2 - r_1$. Конкретно, $r_h = 26,5$ мм ($0,365 r_2$). Длина рабочей части конденсатора l варьируема приблизительно от 0,046 м до 1,6 м (от $0,63 r_2$ до $22 r_2$).

Действующую емкость можно определить либо непосредственным измерением, либо вычислением по размерам. В последнем случае необходимо пользоваться соответствующими графиками Таммета для нахождения емкости конца конденсатора [Таммет, 1964; Таммет, 1967]. По контрольным измерениям оказалось, что оба метода дают очень хорошо совпадающие результаты, и в основном действующая емкость определялась расчетным путем.

Для предотвращения краевого эффекта, необходимое минимальное расстояние от входного сечения внешней обкладки до внутренней обкладки (или длина входной трубы или уступ внутренней обкладки) l' определялось соответствующими формулами [Таммет, 1967], причем в наихудших условиях допускается ошибка 1%. Длина входной трубы l' варьируема в пределах от 0,11 м до 1,6 м ($1,55 r_2$ до $22 r_2$). При этом надо иметь в виду, что сумма $l + l'$ ограничена значением приблизительно 1,7 м, т.е. $23,5 r_2$. Следовательно-

но, нельзя одновременно применять самых больших значений ℓ и ℓ' . Последнее обстоятельство не является мешающим, так как искажающее действие диффузии быстро растет с длиной измерительного конденсатора и, в связи с этим длина ℓ больше чем 0,3 м ($4,15 r_2$) представляет мало интереса.

Форма входного конца измерительного конденсатора имеет немаловажное значение. При данной установке используются три формы: срезанный конец трубы и два сменных коллектора (конфузора, насадки) 8, очерченные по дуге окружности с радиусами r_0 30 мм и 53 мм ($0,41 r_2$ и $0,73 r_2$).

Для характеристики точности геометрической формы конденсатора укажем, что, по ряду контрольных измерений, максимальное отклонение от идеальной формы не превышает 0,2 мм (0,28% от r_2 , 0,76% от r_k). Эффективное отклонение гораздо меньше. Зазоры между отрезками внешней обкладки в местах стыковки равны 0,9 мм (0,033 r_k).

Воздуховод (рис. 3).

Под воздуховодом подразумеваем весь канал, по которому течет исследуемый воздух — измерительный конденсатор 1, фильтр (2, 3, 4, 5), расходомер 6, дроссельный клапан 7, вентилятор 8, соединительные трубы, рассматривая эти элементы с гидравлической точки зрения. Воздуховод должен обеспечивать наличие заданного, стабильного расхода воздуха в измерительном конденсаторе. Под расходом здесь подразумевается объемный расход (объемная скорость).

По отношению к нашей проблеме, число Рейнольдса потока воздуха в измерительном конденсаторе является одним из важнейших параметров. При достаточно большом (критическом) значении числа Рейнольдса поток становится турбулентным. Число Рейнольдса определяется как произведение характерной скорости на характерный линейный размер, разделенное на кинематическую вязкость, а характеризует оно роль сил инерции по сравнению с силами вязкости. В основном будем пользоваться числом Рейнольдса, определенным по средней скорости и радиусу внешней обкладки. Тогда $Re = \Phi / \pi \nu r_2$, где Φ — расход воздуха, ν — кинематическая вязкость

воздуха. Число Рейнольдса при данной установке варьируется в пределах от 400 до 40 000. Параметром для измерения Re служит расход Φ . Отмечаем, что нижнее критическое число Рейнольдса для круглой трубы находится около 1150, т.е. если Re меньше этого значения, то любые возмущения затухают вниз по потоку. Число Рейнольдса по средней скорости и гидравлическому радиусу $Re_k = \Phi / \pi V (r_1 + r_2)$

Перепад давления (потеря напора) на измерительном конденсаторе при $\Phi = 136,6$ л/сек около 50 мм вод.ст., а локализован он преимущественно у выходного конца измерительного конденсатора.

За измерительным конденсатором следует двухступенчатый фильтр для сглаживания пульсаций потока воздуха, созданных, главным образом, счетчиком газа ротационного типа. Например, без всяких мер подавления, счетчик газа типа РС-400 при расходе 110 л/сек создавал почти синусоидальную пульсацию скорости с эффективным значением 11 л/сек, т.е. 10%, и частотой 60 гц. n -ступенчатый фильтр, состоящий из дросселей с суммарным перепадом давления Δp и буферных емкостей с общим объемом V , уменьшает малую синусоидальную пульсацию с частотой f в $(1 + (2\pi f)^2 \times (2V\Delta p) / (c\Phi r_0)^2)^{1/2}$ раз. ∞ - показатель адиабаты, p_0 - атмосферное давление. Предполагается, что $\Delta p \ll p_0$. Сопротивление дросселей 2 регулируется в широких пределах, чем достигается нужная степень сглаживания потока при любом значении расхода. Оба дросселя снабжены дифференциальными манометрами 4 (U - образная трубка с водой), показывающими перепад давления на дросселе. Объем каждого бака 4 около 250 л.

Кроме описанного фильтра, для подавления пульсаций потока воздуха, созданных счетчиком газа, применяется также шунтирующий канал с перепонкой из тонкой резины 5, уменьшающий пульсации (при применении счетчика типа РС-400) более 3 раз, причем регулярной, периодической пульсации не наблюдается. Оставшаяся доля пульсаций может быть создана вентилятором и турбулентным течением в воздуховоде до вен-

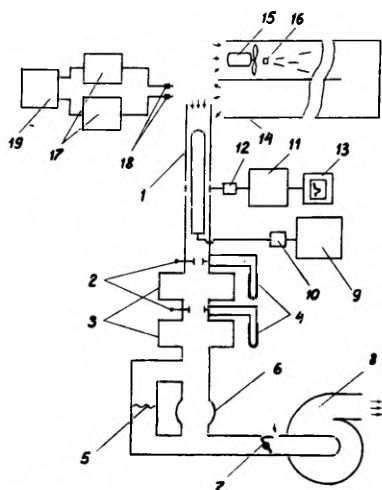


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

тилятора. С помощью шунтирующего канала и фильтра пульсации скорости потока воздуха в измерительном конденсаторе легко подавить до значений ниже 0,5% от средней скорости.

В качестве расходомера 6 используются ротационные счетчики газа типов РС-40, РС-100 и РС-400, в совокупности позволяющие измерять расход в диапазоне от 1,1 л/сек до 135 л/сек. Для большей части этого диапазона ротационные счетчики газа являются наиболее точным типом промышленных расходомеров. Их основная допустимая погрешность 2%. Так как все счетчики газа были тщательно проверены на установке с погрешностью 0,5% во ВНИИ Метрологии, и были учтены поправки, то, вероятно, погрешность измерения расхода воздуха не превышает 1,5%. Большое значение имеет стабильность расхода. При контрольных измерениях нестабиль-

ность никогда не превышала 0,5%.

Для регулирования расхода в широких пределах сконструирован специальный дроссельный клапан поворотного типа 7. По мере закрывания канала открывается отверстие на стороне вентилятора. Таким образом достигается постоянное интенсивное охлаждение вентилятора, что содействует стабильности расхода, а зависимость последнего от угла поворота клапана имеет желаемый (ускоряющийся) характер. Для удобства обращения клапан снабжен длинным рычагом и шкалой.

Используется центробежный вентилятор высокого давления 8, приводимый асинхронным электродвигателем мощностью 4,5 квт. Паспортные данные вентилятора: производительность 750 м³/час, давление 580 мм вод.ст. Для получения расхода 137 л/сек потребовалось подсоединить три пылесоса параллельно вентилятору.

Соединительные трубы между вышеперечисленными узлами имеют диаметр 175 мм. Потеря напора в них незначительна.

Часть воздуховода от измерительного конденсатора до расходомера тщательно загерметизирована, чтобы не вызвать ошибки определения расхода даже при его наименьшем значении.

Источник напряжения (рис. 3).

Для получения постоянного напряжения, подаваемого на внутреннюю обкладку измерительного конденсатора, служит стабилизированный выпрямитель типа ВС-22 9. Диапазон регулировки выходного напряжения его от 600 до 4 000 вольт. С помощью внешнего делителя напряжения 10, собранного из микропроволочных резисторов с точностью 0,05%, диапазон напряжения расширен в сторону меньших напряжений. Полный диапазон напряжения, таким образом, от 1,2 до 4 000 вольт. Точность градуировки выходного напряжения (по значениям гравировки у ручек) не хуже $\pm 1\%$. Значение выходного напряжения можно точнее определить потенциометром, подключаемым к соответствующим зажимам у внешнего делителя на-

пряжения. Напряжение на измерительном конденсаторе счетчика аэроионов должно быть исключительно стабильным, чтобы не вызвать наведенных токов. Стабильность напряжения проверялась непосредственно, путем записывания тока собирающей обкладки при отсутствии протяжки воздуха как с напряжением на внутренней обкладке, так и без напряжения. Существенной разницы не было обнаружено. Пульсация выходного напряжения не более 5 мв.

При самых малых напряжениях на внутренней обкладке может сказываться контактная разность потенциалов между внутренней и внешней обкладками. По контрольным измерениям ее значения были ниже 25 мв. Ввиду неоднородности контактной разности потенциалов по разным участкам конденсатора, действие этой разности можно принимать в расчет лишь частично путем сложения к напряжению, подаваемому извне. Поэтому желательно, чтобы последнее напряжение было значительно выше контактной разности потенциалов.

Электрометр (рис. 3)

Сила тока аэроионов, осаждающихся на собирающую обкладку, измеряется виброконденсаторным электрометром типа VA-J-5I.0 („*Vakutronik*“, ГДР) II. Использовался метод непрерывного измерения силы тока, компенсируя входной ток током обратной связи через встроенные в зонде I2 высокоомные резисторы 10^8 и 10^{11} ом. При этом методе электрометр имеет пределы измерения силы тока от 10^{-14} до $3 \cdot 10^{-8}$ а. Самая большая погрешность может возникать за счет высокоомных резисторов.

Зонд электрометра I2 помещается непосредственно у собирающей обкладки, а собирающая обкладка вместе с подводом к зонду экранированы.

Ввиду того, что измеряемая сила тока во многих случаях сильно колеблется, была использована запись выходного сигнала электрометра с помощью самопишущего потенциометра типа ЭПП-09МЗ I3 и последующее осреднение по записи. В каждом отдельном случае запись велась, как правило, 2 минуты.

Перед самопишущим потенциометром был включен сглаживающий фильтр с постоянной времени около 3 сек.

Ионизатор (рис. 3)

Входящий в измерительный конденсатор воздух должен содержать аэроионы с однородной и стабильной концентрацией, и в то же время с узким и стабильным спектром подвижностей. Наиболее подходящими являются положительные легкие аэроионы, созданные ядерным излучением. В качестве источника излучения используется стронций-90. Стронций-90 испускает β -частицы с максимальной энергией 0,6 Мэв и имеет период полураспада 27,7 лет. Дочерний изотоп иттрий-90 тоже радиоактивен, испуская β -частицы с максимальной энергией 2,1 Мэв, имея период полураспада 64,4 часа. Таким образом, период полураспада всей системы стронций-90 + иттрий-90 тоже 27,7 лет. Как установлено в работе [Таммет, 1967], положительные аэроионы имеют почти нормальное распределение подвижностей. Спектр же отрицательных аэроионов шире и по форме далеко от нормального (с двумя модами). Известно, что в отличие от отрицательных, подвижность положительных аэроионов практически не зависит от относительной влажности воздуха [Зелени, 1929]. По изложенным обстоятельствам следует предпочесть положительные аэроионы.

Чтобы подвижность аэроионов была установившейся, возраст их не может быть слишком малым [Эрикссон, 1924].

С учетом вышеперечисленных требований был построен ионизатор в виде П-образного канала 14. У одного конца имеется вентилятор 15, всасывающий воздух. За вентилятором следует источник излучения 16, ионизирующий воздух в этой ветви канала. В другой ветви аэроионы достигают нужного возраста. Отсутствие ионизирующего излучения значимой интенсивности в этой ветви установлено как теоретической оценкой тормозного излучения, так и непосредственным измерением радиометром типа "Сигнал". Малой интенсивности тормозного излучения способствует то, что канал сделан из вещества с малым эффективным порядковым номером - древесины, а препарат

окружен органическим стеклом и затем свинцом таким образом, что излучение выходит лишь вдоль канала в виде конуса с углом раствора около 90° . Длина обеих ветвей канала 4 м, площадь сечения 0,25 м².

Осевой вентилятор типа 06-320 № 5 с асинхронным электродвигателем 0,6 кВт создает в канале поток воздуха со скоростью около 4 м/сек. Таким образом, возраст аэроионов у выхода из ионизатора не менее 1 сек, а объемная скорость 1 м³/сек. Последнее значение намного больше, чем максимальный расход у счетчика, что необходимо для обеспечения однородности концентрации аэроионов у входа в измерительный конденсатор.

Концентрация аэроионов не должна быть настолько высокой, чтобы рекомбинация существенно сказывалась за время прохождения измерительного конденсатора. Два источника излучения типа БИС-10, активность которых в настоящее время всего около 15 мкюри, создают концентрацию аэроионов около 10^5 см^{-3} (10^2 мм^{-3})

Термоанемометрическая аппаратура (рис. 3)

Для измерения характеристик турбулентности применяется термоанемометрическая аппаратура ("DISA Elektronik", Дания), состоящая из следующих блоков. Термоанемометр постоянной температуры типа 55A01 (2 шт.) 17 способен измерять среднюю скорость течения воздуха (газа) в диапазоне от 1 до 170 м/сек, а также интенсивность продольной составляющей турбулентности, ориентировочно от 0,1% до 10% (с линеаризатором — больше), в диапазоне частоты от 2 гц до 50 кгц. Размеры зонда 18 малые — длина термонити 1 мм, а диаметр 5 мкм.

Коррелятор типа 55A06 19 предназначен для показывания среднего квадратичного отклонения двух случайных сигналов, суммы и разности этих сигналов, а также коэффициента корреляции между ними. С помощью его выходных показаний можно еще определить поперечную интенсивность турбулентности (применяя X-зонд), макро- и микромасштабы.

В комплект аппаратуры входит еще калибровочная уста-

новка типа 55A60/6I. Для визуального наблюдения за выходными сигналами используется двухлучевой электронный осциллограф типа EO2/I3I ("RFT", ГДР)

Общие сведения по методике термоанемометрических измерений имеются, например, в книге [Хинце, 1963] .

2. Методика эксперимента

Целью описываемых экспериментальных исследований является получение количественных данных о действии диффузии на результаты измерения спектра подвижностей с помощью счетчика аэромонов. В основном имеем в виду турбулентную диффузию, однако, та же методика применима и в случае молекулярной диффузии.

Чтобы упростить процесс измерения, не будем определять точный кажущийся спектр в каждом отдельном опыте, а поступаем аналогично работе [Таммет, 1967] . При каждом отдельном опыте варьируется лишь напряжение на измерительном конденсаторе. Сначала определяется характерное напряжение U^* , которое должно удовлетворять условию $I(U^*) = I(U^*/2)$, т.е. сила тока через собирающую обкладку при напряжении U^* должна равняться силе тока при вдвое меньшем напряжении. Затем измеряются силы тока при напряжениях $0,8 U^*$ и $1,3 U^*$. Отношение $Z = I(1,3 U^*) / I(0,8 U^*)$ хорошо характеризует ширину аппаратной функции. Предполагая, что спектр подвижностей (и истинный и кажущийся) всегда нормальный, было рассчитано соотношение между коэффициентом вариации этого спектра и величиной Z [Салым, 1969 б] . Зависимость оказалась монотонной, почти линейной, т.е. чем больше Z , тем больше коэффициент вариации. Это дает веский довод в пользу предположения, что такой монотонный характер зависимости Z от коэффициента вариации сохраняется и при реальных опытах, где кажущийся спектр асимметричен. В данной работе мы именно ограничимся

представлением лишь отношения Z в качестве меры действия диффузии, считая, что разрешающая способность тем больше, чем меньше Z . Для дальнейших, более точных расчетов регистрируются и значения I/U^*

В настоящей работе приводим результаты определения действия турбулентной диффузии при больших значениях числа Рейнольдса и при сильной внешней турбулентности. Варьируются: число Рейнольдса, длина измерительного конденсатора, длина входной трубы, радиус коллектора, направление внешнего потока (вдоль и поперек). При данных опытах используется полусферический наконечник внутренней обкладки и счетчик газа типа РС-400. Сумма перепадов давления на обоих дросселях поддерживалась не менее 40 мм вод.ст.

Ионизатор создает поток воздуха, направленный перпендикулярно оси конденсатора, т.е. угол α между направлением потока и осью конденсатора 90° . Для поворота потока воздуха на 90° , чтобы α равнялся 0° , применяется колено, снабженное направляющими лопатками согласно известным в гидравлике рекомендациям. Оказалось, что такое колено действует и на турбулентность потока, главным образом, уменьшая масштаб.

Для гидродинамической характеристики потока ионизированного воздуха приведем в таблице I значения средней скорости U и продольной интенсивности турбулентности ϵ в месте, где во время опытов находится центр входного отверстия измерительного конденсатора. Для того же места приведем также макромасштаб L , характеризующий средний размер наибольших вихрей, и произведение $U\epsilon L$, дающее представление о коэффициенте турбулентной диффузии.

Макромасштаб L определялся графическим интегрированием поперечных эйлеровых корреляционных функций R , приведенных на рис. 4. Небольшие отрицательные значения R при больших значениях расстояния y не принимались в расчет и не показаны на рисунке.

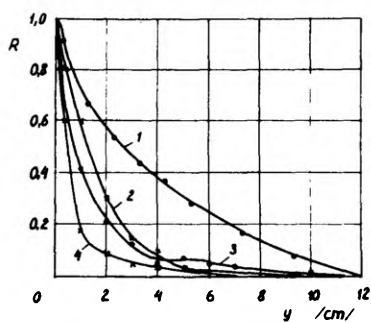


Рис. 4. Поперечные корреляционные функции турбулентности.

1 - случай 1 по табл. I; 2 - случай 3;
3 - случай 2; 4 - случай 4.

Таблица I				
	U м/сек	ϵ %	L мм	$U \epsilon L$ мм ² /сек
1. $\alpha = 90^\circ$	4,8	8	36	13800
2. $\alpha = 90^\circ$; с сеткой	3,0	4	15	1800
3. $\alpha = 0^\circ$	4,1	8,7	18	6400
4. $\alpha = 0^\circ$; с сеткой	3,5	4,6	8	1300

3. Результаты

На рис. 5 представлены результаты ряда опытов при больших значениях числа Рейнольдса Re . Значения Z , превышающие 0,5, как правило, не приведены. На рис. 5 а и б видно значительное увеличение Z с длиной измерительного конденсатора l .

На рис. 5 в и 5 г приведены данные лишь в случае сильной турбулентности (случай I по табл. I). В случае слабой турбулентности (2 по табл. I) данные несущественно отличаются от этих, а поэтому они здесь не представлены.

В случае $\alpha = 0^0$ (рис. 5 д и 5 е) данные для разных радиусов закругления коллектора r_0 хорошо совпадают между собой, особенно при значениях Re от 10 000 до 25 000. Поэтому приведены лишь данные для нулевого радиуса закругления.

Все рисунки относятся к полусферическому наконечнику внутренней обкладки, за исключением рис. 5 г (полуэллипсоидальный наконечник). По контрольным измерениям оказалось, что оба типа наконечника не дают существенно различающихся результатов.

Дополнительно было предпринято определение истинного спектра положительных аэроионов при описываемой установке. Для этого использовался самый короткий измерительный конденсатор ($l = 0,63 r_2$) согласно случаю 4 по табл. I. При этом остальные данные: $l' = 6,7 r_2$, $Re = 40\ 000$.

Z получилась равной 0,0328. Полученный спектр, приведенный на рис. 6, неплохо аппроксимируется логарифмически-нормальным распределением. Средняя подвижность $1,25\text{ см}^2/\text{в сек.}$

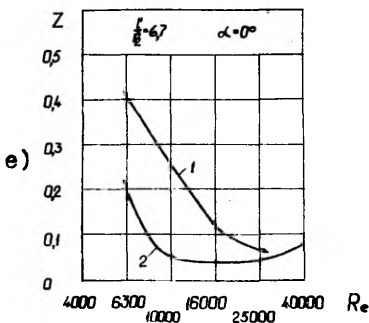
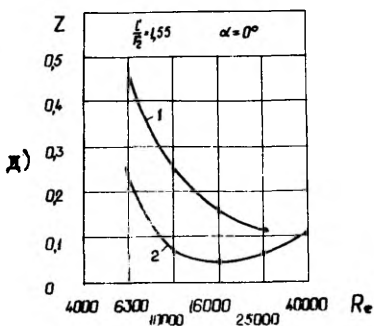
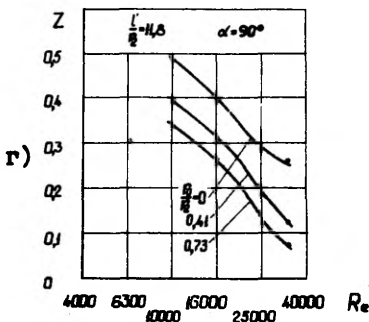
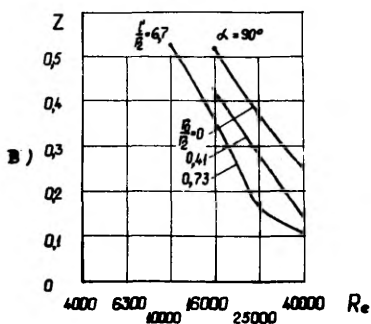
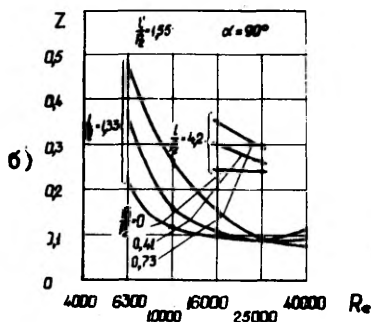
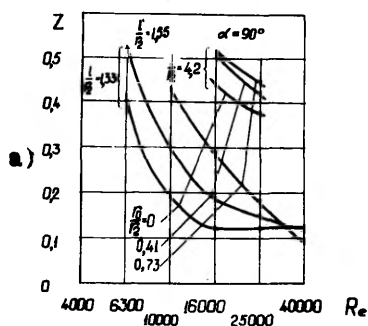


Рис. 5. Характеристика искажения Z а, в, г, - случай 1 по таблице 1; б - случай 2; д1 и е1 - случай 3; д2 и е2 - случай 4.

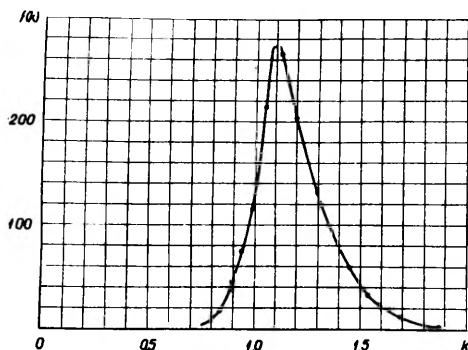


Рис. 6. Спектр положительных аэроионов при эпизываемой установке. На оси абсцисс подвижность в $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Площадь под кривой равна полярной концентрации положительных аэроионов в единицах мм^{-3}

4. Обсуждение результатов

Тот факт, что Z уменьшается с увеличением R_k , можно качественно объяснить действием вносящейся извне турбулентности [Салым, 1969 в] .

Действие внешней турбулентности является определяющим лишь при продольном обтекании измерительного конденсатора (рис. 5 д и 5 е). При поперечном обтекании ее действие незначительно, особенно при длинной входной трубе (рис. 5 в и 5 г; примечание в тексте). Очевидно, при поперечном обтекании главную роль играет вихреобразование внешним потоком у самого входного отверстия. На это указывает и значительная зависимость Z от радиуса закругления входного коллектора r_0 при поперечном обтекании.

То обстоятельство, что Z способна достигать практически минимальных возможных значений (рис. 5 д и 5 е), свидетельствует о малой роли установившейся турбулентности.

Продольное обтекание обеспечивает в общем бо́льшую разрешающую способность по отношению к поперечному обтеканию. Наилучшая разрешающая способность (по данной совокупности результатов) достигается при продольном обтекании и длинной входной трубе.

5. В ы в о д ы

1 В общем, если имеется турбулентность в исследуемом воздухе (как, например, в свободной атмосфере, в потоках и т.п.), то наилучшую разрешающую способность обеспечивает придерживание больших чисел Рейнольдса, около 20 000 - 40 000 (намного выше нижнего критического значения).

2. Существенным оказывается угол между внешним потоком исследуемого воздуха и осью измерительного конденсатора. Целесообразно сориентировать измерительный конденсатор вдоль внешнего потока.

3. При поперечном обтекании зависимость Z от внешней турбулентности слабая. По-видимому, определяющим является вихреобразование у самого входа в измерительный конденсатор.

4. Разрешающая способность тем лучше, чем короче измерительный конденсатор (зависимость сильная) и чем длиннее входная труба (зависимость слабее).

В заключение автор выражает благодарность Ю.Кони за ценную помощь при проведении опытов.

Л и т е р а т у р а

- Зелени (Zeleny, J.) - 1929 - The distribution of mobilities of ions in moist air, *Phys. Rev.* 34, p.310-334.
- Салым Я.И. - 1969 а - Кажущийся спектр аэроионов при учете тепловой диффузии, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 240.
- Салым Я.И. - 1969 б - Разрешающая способность счетчика аэроионов первого порядка в зависимости от отношения действующих емкостей, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 240.
- Салым Я.И. - 1969 в - О действии турбулентности в аспирационном счетчике аэроионов, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 240.
- Таммет Х.Ф. - 1964 - Определение действующей емкости цилиндрического измерительного конденсатора аспирационного счетчика аэроионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 3), стр. 436-436.
- Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэроионов, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 195, стр. 232.
- Хинце О.И. - 1963 - Турбулентность, Физматгиз, М. (оригинал - I. O. Hinze - Turbulence. An Introduction to its Mechanism and Theory, New York-Toronto-London, 1959).
- Эрикссон (Erikson, H.A.) - 1924 - On the nature of ions in air and in carbon dioxide, *Phys.Rev.*24, p.502-509.

TURBULENTSE DIFUSIOONI EKSPERIMENTAALNE UURIMINE AEROIOONIDE ASPIRATSIOONLOENDURIS

J. Salm

Resümee

Antakse üksikasjalik eksperimentaalseadme kirjeldus, mis koosneb järgmistest osadest: mõõtekondensaator, õhukanal, pingeallikas, elektromeeter, ionisaator, termoanemomeetriline aparatuur. Oma põhiolemuselt kujutab see seade endast aeroioonide esimest järku diferentsiaalloodurit jaotatud mõõtekondensaatoriga ning ionisaatorit. Ionisaator, mis töötab β -kiirguse baasil, tekitab mõlemat märki kergeid aeroioone, mille vanus ionisaatorist väljumisel on ~ 1 s. Neist positiivseid aeroioone, millel on kitsam ja stabiilsem liikuvuste spekter kui negatiivsetel, mõõdetakse aeroioonide loenduri abil. Kui loenduri mõõtekondensaatoris esineb turbulents, saadakse erinevad moonutatud mõõtmistulemused - liikuvuste spekter on silutud, lahutusvõime on halvenenud.

Käesolevas töös pole mõõdetud mitte tervet spektrit, vaid voolutugevusi kahe iseloomuliku pingeväärtuse puhul. Nende voolutugevuste suhe Z on seda suurem, mida suurem on turbulentsi moonutav toime, ehk teisiti öeldes, mida väiksem on Z , seda suurem on loenduri lahutusvõime.

Näiteks (ligikaudsete hinnangute järgi): kui $Z=0,032$, siis turbulentsi moonutav toime praktiliselt puudub, kui $Z \approx 0,1$, siis pole liikuvuste spektris eraldatavad need intervallid, mis on väiksemad kui $0,1\epsilon$, kus ϵ on liikuvus.

On ära toodud rida graafikuid Z sõltuvuse kohta mitmetest loenduri ja välise õhuvoolu parameetritest. Paistab silma Z üldiselt kahanev iseloom Reynoldsi arvu Re kasvades.

Mõned tähtsamad tähistused (vt. joon. 2): r_2 - väliskatte raadius, ℓ - mõõtekondensaatori tegev pikkus, r_0 - sisendkollektori ümardusraadius, α - nurk välise õhuvoolu ja mõõtekondensaatori telje vahel, ε - turbulentsi intensiivsus välises õhuvoos, kohas, kus põhikatsete ajal asub mõõtekondensaatori sisenemisava, L - turbulentsi ristsuunaline integraalne Euleri mastaap samas kohas.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE ACTION OF TURBULENT DIFFUSION IN AN AIR ION ASPIRATION COUNTER

J. Salm

Summary

The article presents a detailed description of the apparatus consisting of the following parts: a measuring condenser, air piping, a voltage source, an electrometer, an ionizer, and equipment for hot-wire anemometry. This apparatus is basically a first-grade differential air ion counter with a divided measuring condenser and an ionizer. The ionizer, which operates by means of β -radiation, produces small air-ions of both signs having an age of 1 second on leaving the ionizer. Of them, positive air ions which have a narrower and more stable mobility spectrum than the negative ones, are measured by means of the air ion counter. When there occurs turbulence in the measuring condenser, one receives distorted measuring results - the mobility spectrum is smoothed and the resolving power is inferior.

The present investigation does not propose to deal with the measuring of the whole spectrum but only with two current strengths at two characteristic voltages. The ratio Z of these current strengths is the greater, the higher is the distorting effect of turbulence, or in other words, the smaller Z the greater the resolving power of the air ion counter. Thus, according to approximate estimates, if $Z = 0.032$, the distorting effect of turbulence

is practically lacking; however, if $Z \approx 0.1$ one cannot distinguish in the mobility spectrum the intervals that are smaller than $0.1 k$, k standing for mobility.

A number of diagrams have been presented in the paper showing the dependence of Z on several parameters of the air ion counter and the external air current. On the whole, one may note the generally decreasing nature of Z if the Reynolds number R_e increases.

A few of the more important symbols (see Fig. 2): r_2 - radius of the external cover, l - active length of the measuring condenser, l' - length of the entrance tube, r_0 - rounding-off radius of the collector, α - angle between the external air current and the axis of the measuring condenser, ξ - intensity of turbulence in the external air current at the point where the entrance aperture of the measuring condenser usually is, L - transverse integral Eulerian scale of turbulence at the same point.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ АНЕМОУМБОМЕТР С КОДОВЫМ ВЫХОДОМ

В.Я.Ирд

При изучении атмосферных монов, а также при выявлении корреляции ионизационных характеристик с другими явлениями в атмосфере необходимо регистрировать наряду с другими нужными параметрами направление ветра и скорость ветра (1). В настоящее время длительные и трудоемкие измерения атмосферных параметров целесообразно произвести автоматическими регистраторами и данные измерений регистрировать в кодированном виде в пятизначном параллельном коде на стандартной перфоленте (1;2). Как правило, выходные сигналы аналоговых датчиков направления и скорости ветра без их преобразования непригодны для регистрации на перфоленту с помощью автоматических регистраторов.

Ниже приводится небольшой обзор некоторых автоматических приборов для регистрации параметров ветра.

Электромеханический самописец ветра М-12 предназначен для дистанционной непрерывной регистрации направления и средней скорости ветра. В основу конструкции самописца положен контактно-импульсный принцип дистанционного измерения скорости и направления ветра в сочетании со специальным тахометром, позволяющим осреднять скорость ветра за истекшие 10-минутные интервалы времени.

Одно контактное устройство, управляемое флажком, позволяет определить направление ветра. Второе контактное устройство, управляемое трехчашечной вертушкой, позволяет по числу замыканий за 10 минут определить среднюю скорость ветра.

Направление ветра регистрируется дискретно по румбам. Регистрация скорости и направления ветра осуществля-

ется на ленте длиной на одни сутки. Запись на ленте не требует обработки, поэтому прибор одновременно является показывающим.

Пределы измерения средней скорости ветра от I до 40 м/сек. Регистрация направления ветра производится по 16 румбам. Самописец ветра М-12 широко применяется в сети метеослужбы.

Электрический дистанционный анемометр М-27 предназначен для измерения и регистрации механической структуры скорости ветра. Анемометр построен на принципе преобразования скорости ветра с помощью мостового датчика, составленного из проволочных резисторов, в электрический ток. Сопротивления моста прикреплены к поверхности металлической трубки, на одном конце которой укреплен чашечный приемник ветра. Под действием ветра, независимо от его направления, чашечный приемник поворачивается на некоторый угол, вызывая упругие деформации в металлической трубке. Вследствие этого в плечах мостового датчика изменяются электрические сопротивления, а следовательно, и величина протекающего по ним электрического тока. Скорость ветра определяется по величине силы тока, протекающего в мостовом датчике, которая является определенной функцией от упругой деформации кручения трубки.

Для регистрации скорости ветра используется магнитно-электрический самописец Н-370/1 с записью на бумажную ленту. Анемометр измеряет и регистрирует скорость ветра в пределах от 5 до 100 м/сек с осреднением не более 0,2-0,3 сек.

Анеморумбометры электрические типа М-47 предназначены для дистанционного измерения скорости и направления ветра на уровне установки соответствующих ветроприемников.

Прибор построен на принципе преобразования измеряемых значений скорости и направления ветра в электрические величины, передаваемые по проводам на измерительный пульт и отсчитываемые визуально по показаниям соответствующих приборов.

Датчиком скорости ветра служит механически связанный с крыльчаткой миниатюрный генератор переменного тока. Направление ветра определяется величиной угла положения флюгарки, передаваемой от датчика к измерительному пульта при помощи бесконтактных сельсинов.

Электромеханический самописец ветра М-45 (3) предназначен для дистанционной регистрации направления и средней скорости ветра на гидрометсети. В основу конструкции возложен принцип дистанционной передачи углов при помощи бесконтактных сельсинов (БД-404 и БС-404) в сочетании с тахометром средней скорости ветра и направления ветра и регистратора соединяется 8-жильным кабелем. Длина кабеля равна 100 м. Регистрация производится на бумажной ленте в виде кривых.

Сетевой анеморумбометр М-363 М предназначен для измерения средней, текущей, максимальной скорости ветра и направления ветра.

Конструктивно выполнен в виде ветроприемников, указывающих приборов и источника электропитания с аккумуляторной батареей.

Блок ветроприемников представляет собой винтовой приемник скорости ветра, объединенный с флюгаркой. Положение флюгарки и число оборотов винтового приемника скорости ветра с помощью электронных преобразователей представляются на выходе этого блока двумя сериями электрических импульсов, поступающих в пульт указывающих приборов. Частота следования этих импульсов пропорциональна скорости ветра, а фазовый сдвиг между импульсами каждой из серий характеризует направление ветра.

Диапазоны измерения: текущей скорости ветра от 1 до 60 м/сек с точностью $\pm(0,5 \text{ м/сек} + 0,05)$; направления ветра от 0^0 - 360^0 с точностью $\pm 10^0$.

Анеморумбограф М-64 по конструкции аналогичен с анеморумбометром М-63, но он имеет вместо индикаторного сельсина БС-13-6 и БС-8А трансформаторные сельсины типа БС-2. М-64 дает возможность записать следующие параметры

ветра от 1,5 до 60 м/сек, максимальную скорость ветра от 3-60 м/сек, среднюю скорость ветра (за десятиминутные интервалы) от 1-40 м/сек, направление ветра от $0^{\circ} - 360^{\circ} \pm 10^{\circ}$.

Для измерения скорости ветра при изучении микроклимата (4) чувствительными элементами служат полупроводниковые термосопротивления. Информация от них регистрируется в виде графиков.

При проведении комплексных автоматических метеорологических измерений в нижнем 300-метровом слое атмосферы на высотной мачте Института прикладной геофизики измерение скорости ветра осуществляется посредством тахогенераторного модернизированного датчика скорости ветра М-49, с чувствительным элементом пропеллерного типа. Направление ветра определяется посредством флюгарки датчика М-49 с бесконтактной сельсиновой передачей сигналов на регистратор.

Для изучения атмосферных ионов с автоматическим счетчиком аэроионов с перфорегистратором (I) применяются в качестве датчиков направления ветра и силы ветра новые разработанные датчики, которые выдают информацию в виде пятизначного параллельного кода. Эти выходные сигналы можно в любой момент времени без преобразования регистрировать на перфоленту.

В основу конструкции датчика направления ветра принят известный в метеослужбе указатель направления ветра - колесо Салейрона.

На концах оси наглухо прикреплены два ветровых колеса, которые могут вращаться вместе с осью при действии на них ветра. На оси имеется червяк, сцепляющийся с неподвижно укрепленным червячным колесом. Если направление ветра не совпадает с плоскостью ветровых колес, т.е. направление ветра отличается от направления перпендикуляра в оси ветровых колес, то последние, вращаясь, начинают поворачивать ось, пока не выйдут из-под действия ветра и становятся в плоскости, совпадающей с направлением ветра.

Флюгер с колесом Салейрона отличается своей устой-

чивостью. Флигер не колеблется, а плавно меняет свое положение. Вместе с тем колесо Салейрона отличается весьма высокой чувствительностью к длительным переменам ветра, даже при слабых ветрах. Такие качества колеса Салейрона делают его весьма ценным приемником изменения направления ветра в приборах, регистрирующих среднее направление ветра.

Конструкция датчика направления ветра приведена на рис. 1. К верхнему концу вертикальной оси прикреплен консолем червяк с ветровыми колесами, а к нижней части оси установлены кодовые диски. В зависимости от местоположения угла поворота оси с кодовыми дисками бесконтактные датчики выдают сигналы в соответствии с кодом. Применен пятизначный параллельный код, содержащий 32 знака. Направление ветра можно установить с неопределенностью $360^{\circ}:32=11^{\circ}15'$. Применен код Грея. В качестве бесконтактных датчиков угла поворота кодовых дисков использованы серийно выпускаемые индуктивные датчики типа Б_к (эл. схема см. на рис. 2). Кодовые диски представляют собой металлические диски, у которых отрезаны секторы края в соответствии с выбранным кодом.

В целях увеличения чувствительности к слабому ветру оси установлены на шариковых подшипниках.

Датчик не имеет подвижных контактов и поэтому может работать сравнительно длительное время без проведения профилактических работ.

В основу конструкции датчика силы ветра принят принцип индукционного тахометра. Под действием ветра приводится во вращение система постоянных магнитов, скорость вращения которых можно считать прямо пропорциональной силе ветра. Между полюсами вращающихся магнитов находится металлический ведомый диск. На оси ведомого диска находятся кодовые диски и спиральная пружина с противодействующим моментом. Чем больше скорость ветра, тем быстрее вращается магнитная система, тем больше угол поворота ведомого диска с кодовыми дисками. Угол поворота дисков измеряется бесконтактными датчиками типа Б_к, которые вместе

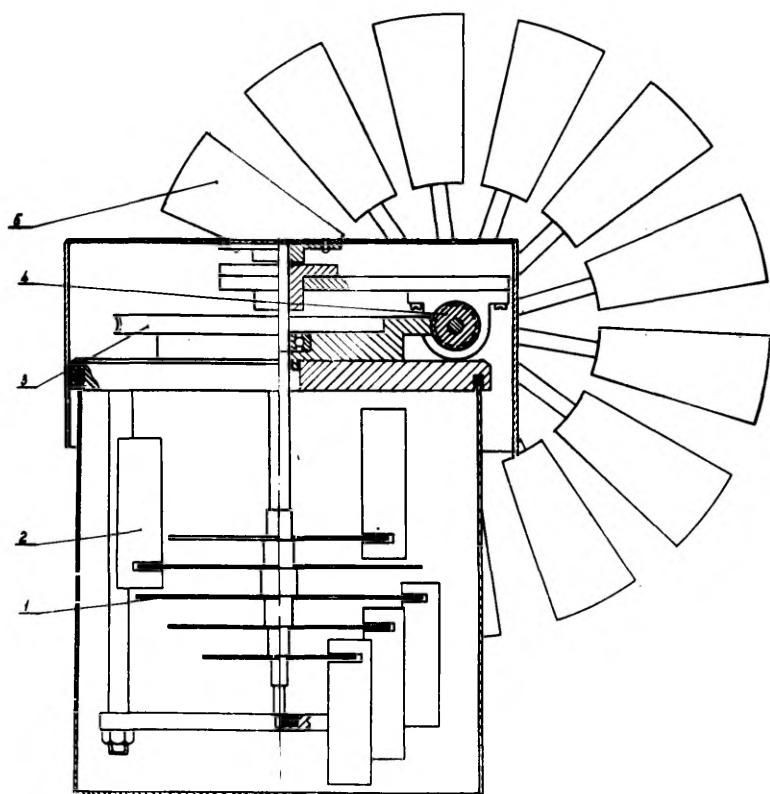


Рис. I. - Конструкция румбометра.

1 - кодовые диски, 2 - бесконтактные датчики БК, 3 - червячное колесо, 4 - червяк, 5 - ветровое колесо.

выдают дискретный параллельный код, характеризующий скорость ветра. Противодействующая пружина выбрана с таким мо-

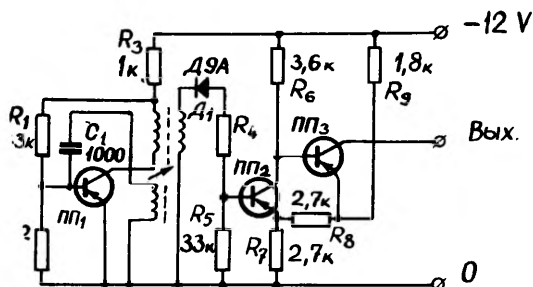


Рис. 2. - Электрическая схема бесконтактного датчика БК.

ментом, чтобы при максимальной скорости ветра (35 м/сек) угол поворота системы дисков был 340^0 . Конструкция датчика приведена на рис. 3.

Преимуществами такой конструкции датчика скорости ветра можно считать отсутствие подвижных электрических контактов, выдачу сигналов в дискретном виде, а также то, что диапазон измерения включает 32 единицы, что вполне достаточно для регистрации силы ветра. Перфорирование данных можно производить в любой момент времени и на любой частоте, так как применен код Грея.

Электрический анеморумбометр с электрическим кодовым выходом упрощает аппаратуру для регистрации данных на перфоленте с целью обработки данных измерений на ЭЦМ.

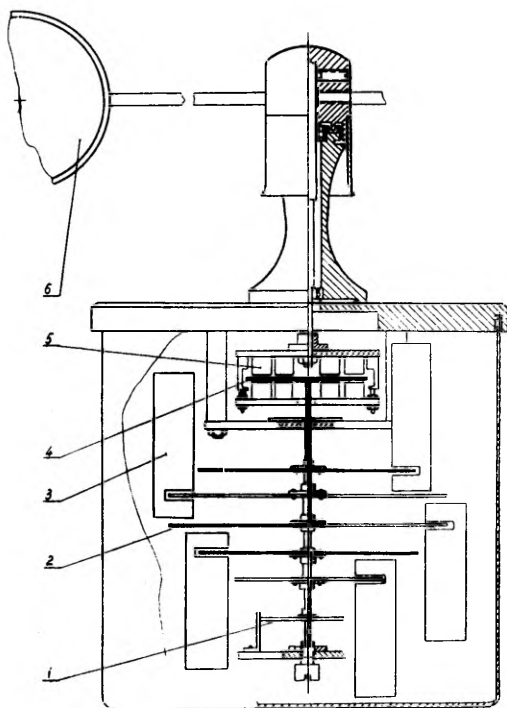


Рис. 3. - Конструкция анемометра:

1 - противодействующая пружина, 2 - ко-
довые диски, 3 - бесконтактные датчики
БК, 4 - ведомый диск, 5 - постоянные маг-
ниты, 6 - чашечный ветроприемник.

Л и т е р а т у р а

1. Ирд В.Я. - "Автоматический счетчик аэроионов с перфоре-
регистратором". Уч.зап. Тартуского гос. ун-та,
1969, вып.240.
2. Иванов В.Н., Мазурин Ф. - "Система автоматического
съемы печати и перфорации сигналов, изме-
ряемых автоматическими мостами и потенцио-
метрами", 1965, Труды ИПТ, вып. 2.
3. Карпуша Б.Е., Протопопов Н.Г., Стернзат М.С., Шароно-
ва Г.С. - "Самописец М-45 для регистрации средней
скорости и направления ветра". Труды ГГО,
1960, вып. 103, стр. 93-102.
4. Чудновский А.Ф., Карманов В.Г., Совин В.Н., Рыкова Е.П.
- "Кибернетика в сельском хозяйстве", Л-д,
1965 г.

ELEKTRILISE KOODVÄLJUNDIGA ANEMORUMBOMEETER

V. Ird

Resümee

Esitatakse tuule suuna ja tuule tugevuse elektrilise kontaktivabade andurite konstruktsiooni kirjeldus. Andurite väljundsignaalideks on viiemärgiline elektriline paralleelkood. Andmete registreerimist andurite väljundeist võib teha igal ajamomendil.

ANEMORHUMBOMETER WITH AN ELECTRIC CODE OUTPUT

V. Ird

Summary

The paper describes the electric design of contactless transducers of wind direction and wind strength. The output signals of transducers represent a five-mark electric parallel code. The recording of the data from the transducer outputs can be done at any moment of time.

ТРЕХДИАПАЗОННЫЙ РЕГИСТРАТОР НАЛИЧИЯ ГРОЗ

В.Я.Ирд

В настоящее время для инструментальных наблюдений за близкими грозовыми очагами чаще всего применяются полупроводниковые грозорегистраторы, снабженные вертикальными антеннами и настроенные на частоту около 60 кГц (с полосой пропускания 0,5 от 56 до 62 кГц) (1). Эти приборы предназначены для регистрации разрядов всех типов (как на землю, так и между облаками). Как теоретические, так и экспериментальные данные указывают на возможность оценки удаленности близких гроз (в радиусе до 200–300 км) по амплитудам атмосферных волн. Пользуясь для этого грозорегистраторы с различными порогами срабатывания (2,3). Например, В.И.Созин пользовался комплектом приборов, сигнализирующих о появлении гроз на расстояниях до 50, до 100, до 150 и до 250 км (4). Данные о местных грозах представляют интерес для характеристики метеорологической обстановки, поэтому автором был разработан грозовой датчик, предназначенный для комплекта аппаратуры автоматического счетчика аэромонов (5). Выходная информация датчика регистрируется на перфоленте, где отмечается наличие сравнительно удаленных (до 200 км), периферийных (до 50 км) и местных (до 20 км) гроз.

Функциональная схема датчика приведена на рис. 1. Основными узлами датчика являются: антенна А, усилитель, к выходу которого подключен трансформатор с тремя вторичными обмотками, выпрямители, одновибраторы $ОВ_{1,2,3}$ и триггеры T_1, T_2, T_3 . Для установки первоначального нулевого положения предусмотрена подача специального сигнала на вход схемы. При отсутствии грозовой обстановки в районе пункта

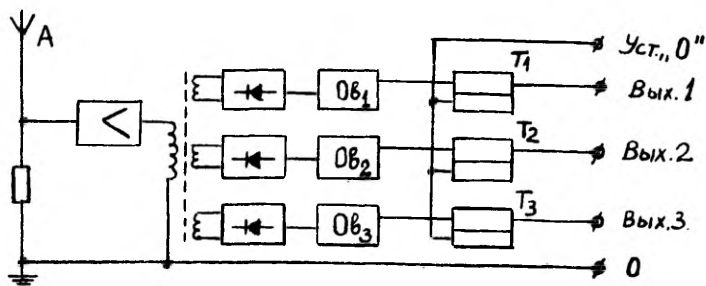


Рис. I. - Функциональная схема трехканального регистратора наличия гроз.

наблюдений напряжение на выходе каждого из каналов близко к нулю. Для отдельных каналов были выбраны следующие пороги срабатывания (по напряженности поля E):

E в/м	2,0	12	40
срабатывают	T_3	T_3, T_2	T_3, T_2, T_1
триггеры			

При выборе ориентировочных значений порогов срабатывания (которые должны быть уточнены с учетом всей частотной характеристики датчика) были использованы данные, приведенные в работе (6).

Л и т е р а т у р а

1. Лмдзар П.С. - "Полупроводниковые грозорегистраторы". Труды ГГО, 1964, вып. 157, стр. 54-58.
2. Махоткин Л.Г.- "Ориентировочная оценка удаленности гроз по амплитудам атмосфериков", Труды ГГО, 1963, вып. 146.
3. Лмдзар П.С. - "Установка для определения местонахождения близких грозовых очагов с одного пункта". Труды ГГО, 1966, вып. 188, стр. 29-33.
4. Созин В.М. - "Об оценке удаленности гроз по амплитудам атмосфериков". Труды ГГО, 1967, вып. 204, стр. 96-99.
5. Ирд В.Я. - "Автоматический счетчик аэромонов с перфоратором". Ученые записки Тартуского государственного университета, 1969, вып. 240.
6. Колоколов В.П.-"Грозовая деятельность по данным инструментальных наблюдений". Труды ГГО, 1968, вып. 225, стр. 3-15.

KOOLMEEPIIRKONNALINE ÄIKESEMÄRKIJA

V. Ird

Resümee

Esitatakse pooljuhtelementidel koostatud andur kohaliku (kuni 200 km) äikese olemasolu registreerimiseks. Äikesemärkija reageerib elektromagnetilistele impulssidele sagedusdiapasoonis 62 kHz. Anduri väljundiks on kolm trigerit. Trigerite rakenduslaved on erinevad - olenevalt anduri sisendisse tulevast impulsi amplituudist. Trigerid nullitakse eraldi antava signaaliga.

THREE-RANGE THUNDER RECORDER

V. Ird

Summary

The paper describes a transducer constructed on semiconductor elements to register the existence of local thunder. The device responds to electromagnetic pulses within a frequency range of 62 kHz. The transducer output consists in three triggers. The thresholds of application of the three transducers vary depending on the pulse range of the transducer input. The triggers are nullified by means of a special signal.

ДИНАМИЧЕСКИЙ КОНДЕНСАТОР ДК-64Т

О.В.Сакс, Т.В.Мадисе

За последние 5 лет в разработанных в ТГУ динамических электрометрах, счетчиках аэроионов [Таммет, 1967] и других приборах, содержащих усилители весьма малых постоянных токов, в качестве модулятора нашел применение динамический конденсатор типа ДК-64Т. Он является более универсальным в смысле частоты возбуждения, чем предыдущая конструкция ДК-62 [Сакс, 1966]. Имея неполяризованный электромагнит возбуждения, ДК-64Т может питаться переменным напряжением 6,3 в сетевой частоты 50 гц, при котором он обеспечивает частоту модуляции 100 гц. В этом отношении он схож по принципу с известными динамическими конденсаторами, выпускаемыми английской фирмой *Electronic Instruments Ltd* "Vibron" type C, фирмой *Vakutronik* (ГДР) - VA-E-13 [Monser, 1960] и др. Но кроме того, ДК-64Т может работать как модулятор на частотах 50 гц и 375-425 гц. Для этого следует питать его обмотку возбуждения либо однополярными импульсами, либо синусоидальным напряжением, к которому приложена постоянная составляющая.

ДК-64Т является лабораторным прототипом промышленного варианта преобразователя типа ДК-64, разработанного Дзержинским филиалом ОКБА. Несмотря на некоторые конструктивные отличия между ними, оба типа по основным техническим характеристикам практически одинаковы.

Схематический разрез преобразователя ДК-64Т представлен на рис. I.

В стальном цилиндрическом корпусе 19 смонтированы основные узлы прибора: плоскопараллельный конденсатор 23 и 25, и электромагнит. Неподвижная пластинка 25 имеет стержень, являющийся высокоомным вводом преобразователя. Он

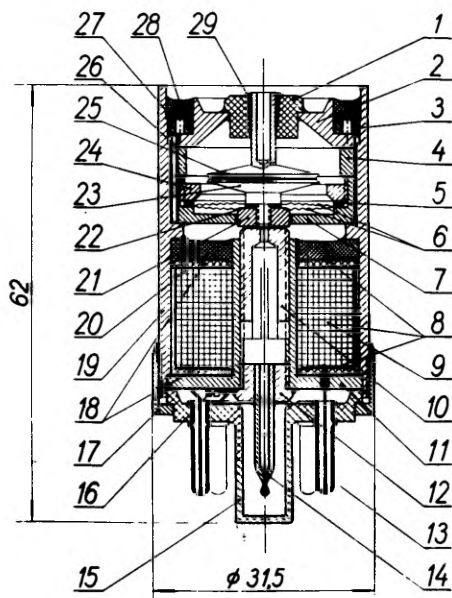


Рис. 1. Схематический разрез преобразователя ДК-64Т.

1 - изолятор, 2 - крышки, 3 - гайка, 4 - дистанционное кольцо, 5 - шайба, 6 - гофрированные мембраны, 7 - мембранная коробка, 8 - экраны обмотки возбуждения, 9 - обмотка возбуждения, 10 - регулируемый сердечник, 11 - основание, 12 - пробка, 13 - штырь, 14 - штенгель, 15 - октальный цоколь, 16 - винт крепления вывода корпуса, 17 - нажимное кольцо цоколя, 18 - щеки, 19 - корпус, 20 - компаунд (ЭД-6), 21 - якорь, 22 - шайба, 23 - подвижная пластина, 24 - нажимное кольцо, 25 - неподвижная пластина, 26 - штифт, 27 - картонная шайба, 28 и 29 - компаунд (ЭД-6).

изолирован от корпуса янтарной втулкой 1, которая приклеена к крышке 2. Подвижная пластина 23 конденсатора укреплена на двух гофрированных мембранах 6 гайкой 21, являющейся одновременно якорем в системе возбуждения.

Магнитная цепь электромагнита возбуждения состоит из корпуса 19, основания 11, регулируемого сердечника 10, якоря 21 и мембранной коробки 7. Все указанные детали изготовлены из мягкой электротехнической стали (армко). В магнитной цепи два воздушных зазора: один — вокруг якоря, второй — между якорем и деталью 10.

Обмотка возбуждения 2 состоит из 1400 витков провода ПЭВ-1 диаметром 0,21 мм. Щеки 18 каркаса обмотки изготовлены из фольгированного гетинакса. Фольга щек вместе со слоем фольги, окружающей наружный слой обмотки возбуждения, образует для обмотки электростатический экран 8, присоединенный к штырю 13 октального цоколя 15. К штырям цоколя выведены также выводы обмотки и корпуса преобразователя. Цоколь крепится к корпусу нажимным кольцом 17.

Объем конденсатора, в котором располагаются пластины 23 и 25, герметично отделен от катушки возбуждения компаундом 20, изготовленным на основе смолы ЭД-6.

Плоскопараллельность пластины 23 и 25 и заданная величина зазора между ними достигаются при сборке прибора следующим образом.

Предварительно производится сборка мембранной коробки: мембраны 6 вместе с привинченными пластиной 23 и якорем 21 устанавливаются в коробке 7 при помощи шайбы 5 и нажимного кольца 24. После этого мембранная коробка ставится в корпус 19. Затем на пластину 23 ставится прокладка толщиной 40 мкм, а на нее пластина 25, которая еще не приклеена к втулке 1. Прокладка в виде диска вырезана из калиброванной пленки. После этого на коробку 7 ставится дистанционное кольцо 4 и на него крышка 2 с приклеенной к ней втулкой 1. Детали 2, 4 и 7 ориентируются относительно друг друга с помощью штифта 26, вдаваемого в пазы, име-

ющиеся у этих деталей. Этим обеспечивается постоянно определенное положение деталей при повторной сборке прибора. Наконеч детали 2, 4 и 7 прижимаются в корпусе гайкой 3.

Отверстие во втулке I имеет коническую форму. Поэтому пластина 25 может через прокладку свободно принимать плоско-параллельное положение относительно плоскости пластины 23. Коническое пространство вокруг стержня пластины 25 заливается эпоксидным клеем 29. После затвердевания клея прибор вскрывается и прокладка удаляется.

Следуют промывка деталей, золочение пластин (методом катодного распыления), окончательная сборка прибора, регулировка коэффициента модуляции и, наконец, герметизация прибора.

Заданный коэффициент модуляции устанавливается путем перемещения сердечника 10 при помощи отвертки через нижнее отверстие основания II (при снятой пробке 12). При вращении сердечника меняется зазор между якорем 21 и сердечником, а вместе с тем и амплитуда колебаний якоря при поданном возбуждении.

Сверху, между корпусом 19 и крышкой 2, прибор герметизируется компаундом 28 (ЭД-6). Для того, чтобы он не втекал в резьбу, имеется шайба 27 из картона, плотно прилегающая к стенкам корпуса и крышке.

Снизу прибор закрывается пробкой 12 (привинчивается и приклеивается) и штенгелем 14. Последний служит для соединения прибора с компрессором при проверке его герметичности. Герметичность проверяется галогенным течеискателем.

При лабораторном изготовлении динамических конденсаторов типа ДК-64Т авторы отказались от заполнения приборов аргоном, так как многолетний опыт показывает, что необходимый уровень стабильности контактной разности потенциалов обеспечивается практически одинаково при заполнении динамических конденсаторов как воздухом, так и аргоном. На наш взгляд, заполнение аргоном имеет преимущество только в условиях производства, где воздух не всегда достаточно чист.

Что касается технологии обработки пластин преобразователя ДК-64Т, то она ничем не отличается от технологии, применяемой для конденсатора ДК-62. Поэтому и показатели стабильности контактной разности потенциалов мало отличаются от значений, приведенных в работе [Сакс, 1966]. После золочения и старения (тренировки) получено около 20-30% динамических конденсаторов с нестабильностью контактной разности потенциалов, не превышающей 0,1 мВ в сутки, около 30% - 0,1-0,2 мВ в сутки. Динамические конденсаторы, дрейф которых не превышает 0,2 мВ в сутки, используются в высокочувствительных усилителях. Остальные находят применение в случаях, когда допустима большая нестабильность, например, в приборах, предназначенных для кратковременных измерений, или в приборах с пределом измерения 100 мВ и выше.

Коэффициент модуляции преобразователей ДК-64Т определяется по схеме, приведенной на рис. 2а.

Динамический конденсатор С и конденсатор C_T составляют емкостный делитель напряжения. На делитель от генератора Γ_1 подается напряжение несущей частоты порядка 10 кГц с уровнем 10-50 в. От генератора Γ_2 подается на ДК номинальное напряжение возбуждения. С емкости C_T снимается модулированное по амплитуде напряжение и подается на осциллограф. Величина C_T выбирается в 30-100 раз больше емкости динамического конденсатора. Коэффициент модуляции выражается формулой

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{e_{\max} - e_{\min}}{e_{\max} + e_{\min}} \quad (1)$$

которая получена следующим образом.

Из работы [H. Riegler, 1960] известно, что коэффициент модуляции плоскопараллельного ДК выражается для практических целей с достаточной точностью через амплитуду колебания Δd и среднее расстояние между пластинами d_{cp} следующим образом:

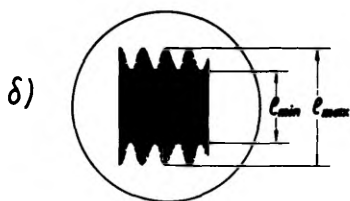
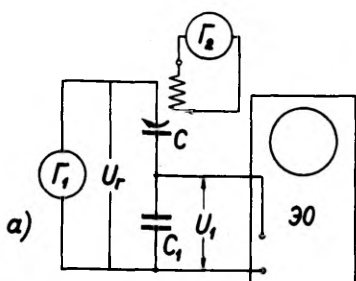


Рис. 2. Схема для определения коэффициента модуляции ДК.

а) Γ_1 - генератор 10 кГц, Γ_2 - генератор возбуждения ДК, ЭО - электронный осциллограф, C - динамический конденсатор, C_1 - I-3,3 нФ;
б) осциллограмма.

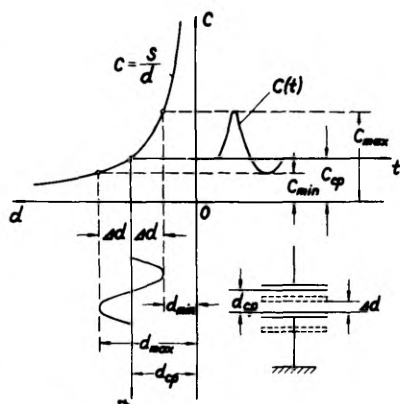


Рис. 3. Зависимость емкости ДК от расстояния пластин.

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta d}{d_{cp}} \quad (2)$$

Из рис. 3 следует, что

$$\begin{aligned} 2\Delta d &= d_{max} - d_{min} \\ 2d_{cp} &= d_{max} + d_{min} \end{aligned}$$

Разделив первое выражение на второе и подставляя в (2), получаем:

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{d_{\max} - d_{\min}}{d_{\max} + d_{\min}}$$

Заменяем в последней формуле d_{\max} и d_{\min} выражениями (3)

$$\left. \begin{aligned} d_{\max} &= \frac{S}{C_{\min}} \\ d_{\min} &= \frac{S}{C_{\max}} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где S — площадь пластин ДК, а C_{\min} и C_{\max} — значения емкости ДК при максимальном и минимальном расстояниях между пластинами. Получаем:

$$m = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max} + C_{\min}} \quad (4)$$

Падение напряжения U_1 на конденсаторе C_I выражается следующей формулой:

$$U_1 = \frac{\frac{1}{\omega C_1}}{\frac{1}{\omega C} + \frac{1}{\omega C_1}} U_r \approx \frac{C}{C_1} U_r,$$

так как $C \ll C_I$. Применяя осциллограф с линейным усилением получаем

$$\ell \approx U_1 \approx C$$

и, следовательно:

$$\left. \begin{aligned} \ell_{\max} &\sim C_{\max} \\ \ell_{\min} &\sim C_{\min} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Наконец, на основании последних соотношений из формулы (4) получаем приведенную выше формулу (I).

Особенность динамических конденсаторов с неполяризованной системой возбуждения, как например: ДК-64Т, заклю-

чается в том, что средняя емкость C_{cp} зависит от коэффициента модуляции. C_{cp} поляризованных ДК, как например, ДК-62, практически не зависит от частоты возбуждения. От величины C_{cp} зависит выбор значения разделительного конденсатора C_p входной цепи усилителя с ДК [Н. Palevsky, 1947].

Формулу для C_{cp} получаем следующим образом:

Имея в виду, что

$$d_{cp} = \frac{d_{max} + d_{min}}{2}$$

а также соотношения (3), можем записать, что

$$C_{cp} = \frac{S}{d_{cp}} = 2 \frac{C_{max} C_{min}}{C_{max} + C_{min}} \quad (6)$$

Из формул (4) и (6) получаем

$$C_{cp} = C_{max} (1 - \sqrt{2} m)$$

На рис. 4 приведена типичная для ДК-64Т частотная зависимость коэффициента модуляции при постоянном уровне тока возбуждения $I_{об} = 50$ ма, определенная по вышеизложенной методике. Резонансная частота подвижной части ДК лежит в области 375–425 гц и зависит от упругости мембран. Мембраны изготовлены из бериллиевой бронзы марки БрБ2 с начальной толщиной 0,07 мм. Термообработкой и травлением в растворе кислот достигается заданная упругость.

Применением двух мембран вместо одной достигнуто два существенных преимущества.

Во-первых, взаимно компенсируются тепловые расширения мембран, в результате которых меняется расстояние между пластинами ДК, а вместе с тем меняется и емкость в среднем на 1% на каждые 10°C при изменении температуры в области от $+5^{\circ}\text{C}$ до $+60^{\circ}\text{C}$. Зато в одномембранных ДК аналогичное изменение превышает данную величину в несколько раз. Во-вторых, колебательная система с двумя мембранами обладает меньшей добротностью, чем система с одной мембраной, а вместе с

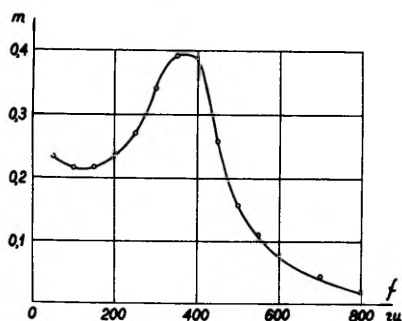


Рис. 4. Зависимость коэффициента модуляции ДК-64Т от частоты при $i_{\text{возб}} = 50$ ма.

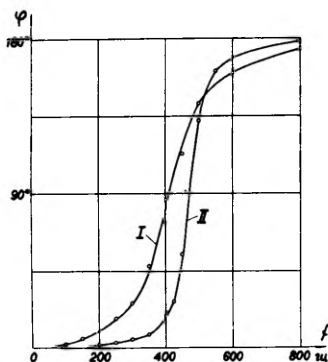


Рис. 5. Фазовые характеристики ДК-64Т: I — при двух мембранах с резонансной частотой около 410 гц; II — при одной мембране с резонансной частотой около 470 гц.

тем и фазовой характеристикой, менее крутой в области частот, близких резонансной частоте механических колебаний пластины ДК. Благодаря именно последнему свойству ДК-64Т не требует высокой стабильности частоты генератора для работы МДМ-усилителя на резонансной частоте ДК. На рис. 5 приведены фазовые характеристики ДК-64Т с двумя мембранами и с одной мембраной. Начальный сдвиг фазы принят условно равным нулю. Сдвиг фаз сигнала ДК относительно фазы напряжения возбуждения измерен с помощью электронного фазометра ФЭ-1 и специ-

ального усилительного каскада. Сдвиг фаз, вызванный самим усилительным устройством вычтен из полученного значения.

На рис. 6 приведена схема генератора, применяемого в высокочувствительных усилителях с ДК-64Т в тех случаях, когда частота модуляции выбрана в области 375-425 гц. Генератор построен по двухтактной схеме с трансформаторной связью на транзисторах МП42Б. Величина конденсатора С подбирается при регулировке генератора для установления частоты на резонанс ДК. Выходное напряжение генератора обладает формой, близкой к прямоугольной.

ДК возбуждается выходным сигналом генератора через транзистор МП42Б (ППЗ), работающий в ключевом режиме. С помощью конденсатора $C_2=0,5$ мкф. подавляются острые импульсы напряжения, сопровождающие передний фронт каждого импульса тока возбуждения. Стабилитрон Д813, с одной стороны, служит для стабилизации напряжения возбуждения ДК, а, с другой стороны, нагружает источник питания в те полупериоды, когда ППЗ заперт. Таким образом, однополярные импульсы тока возбуждения ДК не попадают на источник питания. Средний ток, потребляемый динамическим конденсатором, составляет 15 ма, при этом обеспечивается коэффициент модуляции

$$= 0,2.$$

Трансформатор для генератора изготовлен на базе выходного трансформатора малогабаритного радиоприемника "Селга". Первичная обмотка 2 x 225 витков намотана из провода $\varnothing 0,15$ мм, все остальные содержат по 50 витков из провода $\varnothing 0,16$ мм. Обмотки ω_1 и ω_2 предназначены для управления двухтактным синхронным детектором на транзисторах.

В счетчике аэроионов САИ-ТГУ-65 м [Таммет, 1967] применена разновидность преобразователя ДК-64Т, имеющая обмотку возбуждения из более тонкого провода ($\varnothing 0,1$ мм) с большим количеством витков (5000). Этот вариант преобразователя позволяет осуществить непосредственное питание обмотки возбуждения анодным током однолампового RC-генератора на лампе 6Ж1П, т.е. обмотка возбуждения ДК является основной анодной нагрузкой генераторной лампы. ДК-64Т работает в вка-

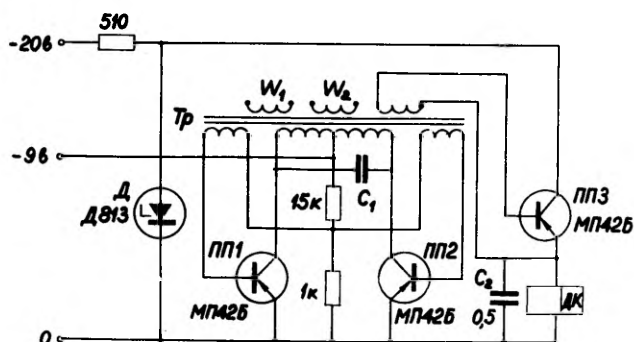


Рис. 6. Схема генератора и питания обмотки возбуждения ДК-64Т в области частот 375-425 тц.

занном счетчике также на собственной резонансной частоте с коэффициентом модуляции $m = 0,4$.

Наконец, приводим основные технические характеристики преобразователя ДК-64Т.

1. Сопротивление изоляции между высоковольтным вводом и корпусом ДК - не менее 10^{15} ом.
2. Сопротивление изоляции обмотки возбуждения относительно корпуса ДК - не менее 100 Мом.
3. Сопротивление изоляции экрана катушки возбуждения относительно корпуса ДК - не менее 100 Мом.
4. Сопротивление обмотки возбуждения - $35 \text{ ом} \pm 20\%$.
5. Статическая величина емкости - 35 ± 5 пф.

6. При питании обмотки возбуждения синусоидальным напряжением 6,3 в с частотой 50 гц ток возбуждения составляет 50 ма $\pm 20\%$; на других частотах ток возбуждения не нормируется.

7. Коэффициент модуляции ДК при 6,3 в и 50 гц составляет 0,25 $\pm 20\%$.

8. Величина контактной разности потенциалов не превышает ± 10 мв.

9. Величина нестабильности контактной разности потенциалов (дрейф нуля) не превышает 0,2 мв за 24 часа.

10. Время прогрева ДК не превышает 1,5 часа.

11. Изменение контактной разности потенциалов ДК в интервале температур от $+5^{\circ}$ до $+60^{\circ}\text{C}$ не превышает 0,2 мв на каждые 10°C изменения температуры.

12. Изменение статической величины емкости ДК при изменении ориентации оси прибора от горизонтального до вертикального (высокоомным вводом вниз) не превышает 5%.

13. Изменение величины статической емкости ДК в интервале температур от $+5^{\circ}$ до $+60^{\circ}\text{C}$ не превышает 1 пф на каждые 10°C изменения температуры.

14. Коэффициент модуляции ДК в интервале температур от $+5^{\circ}$ до $+60^{\circ}\text{C}$ не изменяется более, чем на 2% на каждые 10°C изменения температуры.

15. Преобразователь выдерживает без изменения технических характеристик постоянное напряжение до 100 в.

16. Вес - 0,15 кг.

17. Габариты: диаметр - 31,5 мм;

высота - 62 мм.

Л и т е р а т у р а

- Сакс О.В. - 1966 - Измерительная техника № 3, с. 51-53.
- Таммет Х.Ф. - 1967 - Аспирационный метод измерения спектра аэрионов. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 195, с. 184-197. Electronic Instruments Ltd., Vibron Unit type C, (рекламный проспект фирмы); British Patent No.550610 and 774116.
- Monser, H.-J. - 1960 - Radio und Fernsehen, No.18, S. 574-576.
- Riegler, H. - 1960 - Nachrichtentechnik 10, H. 11, S.501-505.
- Palevsky, H., Swank, R. K., Grenchic, R. - 1947 - Rev. of Scient. Instr., 18, № 5, p. 298-314.

DÜNAAMILINE KONDENSAATOR DK-64T

O. Saks, T.Madise

Resüme

Viimastel aastatel on kasutatud ülikoolis väljatöötatud dünaamilistes elektromeetrites, aeroloonide loendurites ja teistes mõõteriistades ülinõrkade alalisvoolude muundajana dünaamilist kondensaatorit DK-64T, milles on kasutatud ergutajana polariseerimata elektromagnetit. Toites mähist vahelduvpingega 50 Hz, moduleerib ta signaali sagedusega 100 Hz. Kuid kondensaatorit DK-64T on edukalt kasutatud ka

modulaatorina sagedustel 50 Hz ning 375–425 Hz. Viimasel juhul toidetakse tema mähist unipolaarsete vooluimpulssidega.

DK-64T on tasaparalleelsete plaatidega kondensaator. Üks plaatidest on korpusest isoleeritud merevaikisolaatoriga, teine – kinnitatud kahele gofreeritud membraanile mutriga, mis ergutusmagneti ahelas täidab ankru osa. Kahe membraani kasutamine ühe asemel vähendab membraanide soojuspaismisest põhjustatavat DK mahtuvuse muutust. Membraanid on asetatud muundajas DK-64T üksteise suhtes nõnda, et nende paisumised vastastikku kompenseeruvad, jättes peaaegu muutumatuks DK plaatide vahelise keskmise kauguse. Kahe membraani puhul on ka DK võnkuva süsteemi sageduskarakteristika resonantsi kohal (375–425 Hz) lamedam, faasikarakteristika aga vähem järsk, kui nad on seda ühe membraani puhul. See tõttu ei ole MDM-võimendis DK-64T puhul tingimata nõutav generaatori sageduse suur stabiilsus DK resonantsi kohal.

DK-64T puhul kasutatakse modulatsioonikoefitsiendi määramiseks mahtuvusliku pingejagaja meetodit (joon.2), mida on töös pikemalt kirjeldatud. Modulatsioonikoefitsient nominaaltoitepingel 6,3 V ning 50 Hz puhul on $0,25 \pm 20\%$. Resonantssagedusel saavutatav modulatsioonikoefitsient ulatub 0,4-ni.

DK-64T plaatide töötlemise tehnoloogia on samasugune, nagu töös kirjeldatud [Saks, 1966]. Kontaktpotentsiaalide vahe ebastabiilsus (nulltäpi triiv) 20 – 30%–l kondensaatoritest ei ületa 0,1 mV ööpäevas (püsiva temperatuuri puhul). Kontaktpotentsiaalide vahe muutus 10°C temperatuuri muutuse kohta ei ületa 0,2 mV.

DK-64T on ette nähtud kasutamiseks temperatuuride vahemikus $+5^{\circ}$ – $+60^{\circ}\text{C}$. Suhtelise õhuniiskuse puhul kuni 80% on sisendisolaatori takistus vähemalt 10^{15} oomi.

DK-64T kaal on ca 0,15 kg.

VIBRATING-REED CONDENSER DK-64T

O. Saks and T. Madise

Summary

In recent years the vibrating-reed condenser DK-64T has found application in the vibrating-reed electrometers, air ion counters and other measuring instruments designed and constructed at Tartu State University to transform extremely weak direct currents. In the condenser a non-polarized electromagnet is employed as an exciter of electric current. When supplying an alternating current of 50 c/s to the winding, it modulates the signal at a frequency of 100 c/s. In addition, the DK-64T has been successfully used as a modulator at frequencies of 50 c/s and of 375 to 425 c/s. In the latter case unipolar current pulses are supplied to the winding.

DK-64T is a parallel-plate condenser. One of the plates is insulated from the body of the condenser by an amber insulator, the other plate being fixed to two gophered membranes by means of a nut which at the same time serves as an anchor in the circuit of the excitations magnet. The use of two membranes instead of one reduces changes in the DK capacity caused by the thermal expansion of the membranes. The membranes are inserted in the condenser DK-64T so as to compensate for each other's expansion, having the average distance between the DK plates almost unchanged. In the case of two membranes, the frequency characteristic of the vibrating system in the DK resonance (within the limits of 375 to 425 c/s) is more level, but the phase characteristic is less steep than in the case of one membrane. For this reason in the case of the DK a high degree of stability of the frequency of the generator in the MDM amplifier in the DK resonance is not absolutely necessary.

To determine the modulation coefficient of the MDM amplifier in which the DK-64T is inserted, the capacitive voltage divider method is used (Fig. 2), which is described in detail in the paper. The modulation coefficient at a nominal supply voltage of 6.3 V and at a frequency of 50 c/s is $0.25 \pm 20\%$. At the resonance frequency the modulation coefficient may amount to 0.4.

The technology of processing the plates of a DK-64T is identical with the one described previously [Cakc, 1966]. In 20 to 30 per cent of condensers the instability of the difference between the contact potentials (zero drift) does not exceed 0.1 mV per day (at a permanent temperature). A change in the difference of the contact potentials within the limits of 10°C does not exceed 0.2 mV.

DK-64T is intended for use within the temperature range of $+5^{\circ}$ to $+60^{\circ}\text{C}$. In case relative atmospheric humidity amounts to 80%, the resistance of the input insulator is at least 10^{15} ohms.

The weight of a DK-64T is approximately 0.15 kg.

ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ К АППАРАТАМ ИСКУССТВЕННОГО ДЫХАНИЯ

А.Ф.Якобсон, Э.И.Тамм, Я.Ю.Рейнет

При лечении пациентов с параличом дыхательных органов с помощью аппаратов искусственного дыхания особое значение имеет ингалирование аэрозолей лекарственных веществ или чистой воды. Аэрозольные частицы, оседая в дыхательных путях, увлажняют их, разжижая накопленный там секрет, который тогда можно удалить аспирацией. Таким образом, аэрозоли являются главным средством в профилактике и лечении очень часто встречающихся легочных осложнений (воспаление, ателектаз) [1].

До 1958 г. из литературы были известны попытки применения процедуры вдыхания аэрозолей пациентами, находящимися в танковых респираторах. При этом использовались обычные аэрозольные генераторы с открытой струей. После внедрения новых респираторов интратрахеального метода [2] легочные осложнения стали главной проблемой при лечении, так как применяемая смесь кислорода с воздухом довольно суха. Но применение аэрозольных приборов с открытой струей в этом случае невозможно.

В 1958 г. в Тартуском государственном университете был сконструирован генератор аэрозолей для приборов искусственного дыхания (респираторов) интратрахеального метода [3], включаемый в тракт последних последовательно. По некоторым данным [4, 5, 6] показано применение электроаэрозолей. В упомянутом выше генераторе предусмотрена возможность зарядки частиц аэрозоля индукционным способом преимущественно униполярным зарядом. С 1959 г. этот генератор успешно используется в респираторном центре Тартуской республиканской клинической больницы вместе с респи-

раторами ДП-1 и ДП-2. Число смертных случаев вследствие легочных осложнений существенно снизилось [7] .

По данным технических и клинических испытаний главным недостатком указанного выше генератора электроаэрозолей было засорение клапанов респиратора лишней влажностью, создаваемой генератором во время выдоха. Новый вариант генератора [8] был снабжен устройством для автоматического регулирования подачи сжатого газа на сопло, так что распыление происходило только во время вдоха. Генератор аэрозолей подключался в тракт дыхания параллельно респиратору. Этот вариант генератора был использован и вместе с респираторами, работающими по принципу объема (РО-1, "Энгстрем").

Второй вариант генератора электроаэрозолей был вполне пригоден для введения лекарственных веществ трахеотомированным пациентам, но вследствие малой производительности (0,07-0,1 г жидкости в минуту) мало способствовал увлажнению дыхательных путей. Разработанный в 1968 г. третий вариант генератора электроаэрозолей к приборам искусственного дыхания отвечает требованиям, предъявляемым увлажнителю дыхательных путей и обладает некоторыми другими положительными свойствами.

Генератор электроаэрозолей для приборов искусственного дыхания отвечает следующим основным требованиям: 1) минимальное количество добавочного газа в тракт респиратора, 2) достаточное количество распыленной жидкости (воды) для увлажнения дыхательных путей (не менее 200 г за сутки), 3) подходящий размер капель (диаметр 1 - 8 мкм) для осаждения их в верхних и средних дыхательных путях, а частично и в альвеолах, 4) при надобности зарядки капель по возможности высокий коэффициент униполярности. Минимальный диаметр отверстия сопла газа гарантирует минимальный расход распыливающего газа. Увеличением расстояния от сопла до преграды для осаждения крупных капель и направлением струи газа респиратора через генератор аэрозолей навстречу струе аэрозоля в основном удалось удовлетворить и другие требования.

Генератор можно приспособить к приборам искусственного дыхания типа "Энгстрем", РО-1, РО-2, ДП-1, ДП-2 и др., у которых имеются движущиеся в ритме дыхания части.

Принципиальная схема прибора показана на рис. 1.

Прибор состоит из распылителя 3 со стаканом для жидкости 4, датчиков положения 5, электропневмоклапана 2, источника напряжения и схемы управления пневмоклапаном 1.

Для управления распылителем используются два бесконтактных датчика положения, которые срабатывают от пластин, прикрепленных к движущимся в ритме дыхания частям аппарата искусственного дыхания.

Во время такта вдоха обмотка электропневмоклапана обесточена, клапан под действием сжатого газа открыт, и сжатый газ распыляет жидкость в распылителе. Электрическое поле между электродом и жидкостью в вертикальном сопле индуцирует на поверхности жидкости заряды, которые уносятся каплями при распылении. Знак заряда противоположен знаку потенциала на электроде.

Навстречу струе аэрозоля направляется дополнительный газ (смесь кислорода и воздуха, являющаяся для больного основным газом) от аппарата искусственного дыхания, который захватывает мелкие частицы аэрозоля и уносит их в дыхательные пути больного. Большие капли осаждаются на соответствующей преграде и стекают обратно в стакан. Сам сухой газ насыщается влажностью, проходя через генератор.

В начале такта выдоха пластина 6 (рис. 1) попадает в зазор одного из датчиков и электропневмоклапан за счет выходного тока датчика закрывается, распыление прекращается. В конце такта выдоха пластина попадает в зазор другого датчика, электропневмоклапан обесточивается и снова начинается распыление жидкости.

Генератор аэрозолей и электроаэрозолей позволяет получать либо униполярно отрицательно, либо униполярно положительно заряженный аэрозоль, или же создавать обыкновенный аэрозоль, заряженный слабо биполярно.

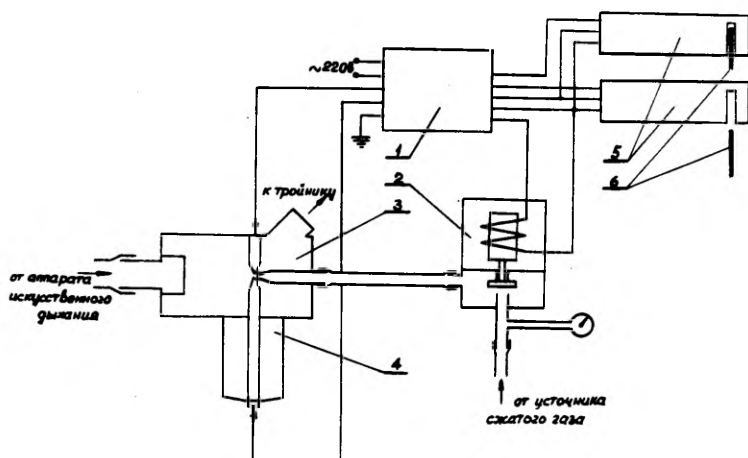


Рис. I. Принципиальная схема генератора электроаэрозолей.

При непрерывном распылении дистиллированной воды газом давлением 1,5 ати и при расходе дополнительного газа 40 л/мин:

- а) расход сжатого газа - 1,3 л/мин
- б) расход жидкости:
 - при получении электроаэрозоля 0,6 г/мин
 - при получении аэрозоля 0,7 г/мин
- в) ток заряженных частиц, объемная плотность заряда и коэффициент униполярности аэрозоля указаны в нижеследующей таблице:

	Ток а	Объемная плот- ность заряда ($\kappa > 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{в.сек}}$) эл.зар./см ³	Коэффициент униполяр- ности
отрицат.	$3,7 \cdot 10^{-9}$	$1,9 \cdot 10^7$	6,4
положит.	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^7$	7,0

Следует отметить, что количество жидкости, подаваемой генератором аэрозолей и электроаэрозолей в дыхательные пути больного, зависит от количества дополнительного газа. У ребенка, например, объем вдыхаемого газа в единицу времени маленький, и в дыхательные пути попадает меньшее количество аэрозоля, чем у взрослых, у которых вентиляционный объем больше. Это объясняется тем, что при большей объемной скорости дополнительного газа через генератор аэрозолей захватывается и уносится в дыхательные пути большее число частиц аэрозоля. На рис. 2 приведена зависимость расхода жидкости генератора от расхода дополнительного газа.

Дисперсность получаемого аэрозоля соответствует требованиям, предъявляемым ингаляторам для нижних дыхательных путей. 80% капель имеют диаметр 2-6 мкм.

Долговременный опыт лечения трахеостомированных больных аэрозолями и электроаэрозолями в Респираторном центре Тартуской республиканской клинической больницы (более 1000 пациентов) твердо подтвердил полезность и перспективность этого метода при профилактике и лечении легочных осложнений [1]. Однако, к сожалению, генератор аэрозолей к приборам искусственного дыхания до сих пор является уникальным, изготавливаемым кустарным способом прибором, хотя и имеются два решения (от 1964 и 1967 гг.) комиссии Минздрава СССР по новой медицинской технике о целесообразности внедрения упомянутого прибора в производство. В то же время американско-голландская фирма "Bird" снабжает

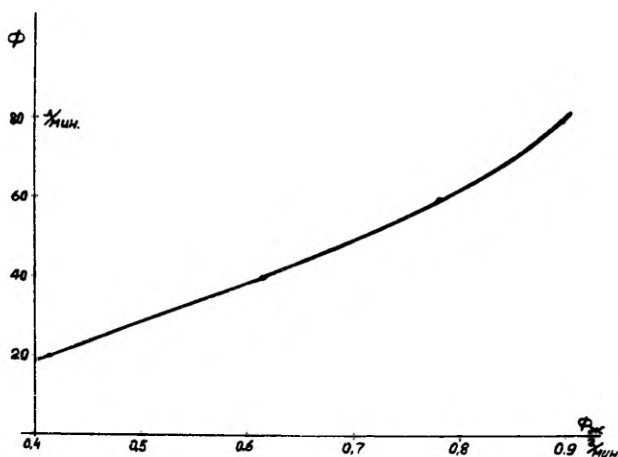


Рис. 2. Зависимость расхода жидкости генератора от расхода дополнительного газа.

все выпускаемые ей респираторы аэрозольными приставками (двух типов). Аэрозольные приставки к своим респираторам выпускает и шведская фирма "Энгстрем" (" Engström ").

Л и т е р а т у р а

1. Раудам Э.И. Острые вирусные нейроинфекции в Эстонской ССР. (Клиника, лечение, вопросы эпидемиологии и профилактики). Доклад, обобщающий опубликованные труды, представленные для защиты на соискание ученой степени доктора медицинских наук. Тарту, 1967.
2. Lassen, H.C. Management of Life Threatening Poliomyelitis. London, 1956.

3. Рейнет Я.Ю. и др. Генератор аэрозолей для аппаратов искусственного дыхания интратрахеальным методом. Бюлл. изобрет. № 17, 1960, авт. свид. № 131 456.
4. Смирде Э.К. Аэро- и гидрофоны в оториноларингологии. Автореферат дисс. докт. мед. наук. Ленинградский ин-т усовершенствования врачей им. С.М.Кирова, Ленинград, 1963.
5. Krueger, A.P., Smith, R.F. Effects of air ions on isolated rabbit trachea. Proc. Sec. Exptl. Biol. and Med., 1957, 96, 807-809.
6. Cauer, H., Neumann, N. Die Inhalieranlage nach Bartel-Küster auf der Zeche Hannibal und die Inhalierung von Kalziumsole gegen Silikosebeschwerden. Arch. physik. Therapie, 1952, 4, 243-255.
7. Раудам Э.И. и др. О применении аэрозолей и электроаэрозолей в острой стадии полиомелита, особенно у подвергшихся трахеотомии больных. Ж. невропатологии и психиатрии им. С.С.Корсакова, 1960, 2, 40, 1428-1434.
8. Рейнет Я.Ю. и др. Генератор аэрозолей для аппаратов искусственного дыхания интратрахеальным методом. Бюлл. изобр. № 5, 1967, авт. свид. № 192 365.

AEROSOL- JA ELEKTROAEROSOLGENERAATORID KUNSTLIKU HINGAMISE APARAATIDE JUURDE

A. Jakobson, E. Tamm, J. Keinnet

Resümee

Käesolevas artiklis on kirjeldatud TRÜ-s konstrueeritavate ja valmistatavate ning intratrahheaalse meetodil töötavate kunstliku hingamise aparaatide juurde kuuluvate aerosool- ja elektroaerosoolgeneraatorite arengut ja täiusustumist, alates 1958. aastast.

Lähemalt on kirjeldatud viimast, 1968.a. valminud

kunstliku hingamise aparaatide juurde kuuluvatele aerosool-generaatoritele esitatavatele põhinõuetele enam vastavat aerosool- ja elektroaerosoolgeneraatorit. See on ette nähtud mitmesuguste ravimite vesilahuste aerosoolide juhtimiseks nende haigete hingamisteedesse, kes hingavad kunstliku hingamise aparaatide abil. Aerosoolgeneraator lülitatakse kunstliku hingamise aparaadi õhutrakti ning töötab samas taktis kunstliku hingamise aparaadiga, viimase tööd mingil moel kahjustamata, võimaldades haige hingamisteedesse juhtida unipolaarset negatiivset või unipolaarset positiivset aerosooli või bipolaarset nõrgalt laetud aerosooli, niisutades sellega haige kopsudesse suunatavat õhku.

Aerosoolgeneraatorite kasutamine koos kunstliku hingamise aparaatidega Tartu Vabariikliku Kliinilise Haigla respiratsioonikeskuses on pikaaegse praktika vältel näidanud nende kasulikkust ja perspektiivsust mitmesuguste hingamisteede-haiguste ravil.

AEROSOL AND ELECTROAEROSOL GENERATORS ATTACHED TO RESPIRATORS

A. Jakobson, E. Tamm and J. Reinet

Summary

The present paper reviews the development and continuous improvement since 1958 of aerosol and electroaerosol generators attached to respirators. These aerosol and electroaerosol generators have been designed and built by the aeroionization and electroaerosol Research Laboratory of Tartu State University and operate by the intratracheal respiration method.

The latest type of aerosol and electroaerosol generators built in 1968 has been described in the article in greater detail since it corresponds most to the basic requirements set up for aerosol generators. This device is meant for the introduction of aerosols of aqueous solution

of various drugs into the respiratory tract of patients breathing by means of an artificial breathing apparatus. The aerosol generator is inserted into the air tract of the respirator and operates synchronously with the respirator without interfering in any way with the operation of the latter, and enables the physician and the nurse to direct unipolar negative or unipolar positive aerosols or weakly charged bipolar aerosols into the respiratory tract of the patient, thus moistening the air being directed into the patients's lungs.

Prolonged utilization of aerosol generators together with respirators at the Respiratory Centre of the Tartu Republican Clinical Hospital has shown the usefulness and the promising qualities of the device in the treatment of various diseases of the respiratory tract.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЬНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Э.В.Сула, Я.Ю.Рейнет

В настоящей работе рассматриваются физические параметры, характеризующие медицинские электроаэрозольные генераторы.

Для медицинских электроаэрозольных генераторов важней всего коэффициент униполярности, расход и дисперсность аэрозоля. Все эти параметры являются сложными функциями конструкции генератора, давления сжатого воздуха и индуцирующего напряжения.

В работе использовался генератор электроаэрозолей, имеющий распылитель типа Бергсона-Барковского (рис. 1).

При конструировании генератора был использован плексиглас и нержавеющая сталь. Не рекомендуется делать металлических частей генератора из латуни, так как при распылении стрептомицина отделяются ионы меди, раздражающие пациента.

Известно, что средний диаметр капель при распылении зависит от диаметра сопла [1]. С целью получения мелкого аэрозоля сопла были сделаны по возможности малого диаметра. Для этой же цели выходная трубка смещена выше линии газового сопла, чтобы крупные капли инерциально осаждались на стенках камеры распыления.

Во время измерений на верхний электрод был подан положительный потенциал, на нижний — отрицательный, чтобы получить преимущественно отрицательно заряженный аэрозоль. В качестве распыляемой жидкости использовалась дистиллированная вода.

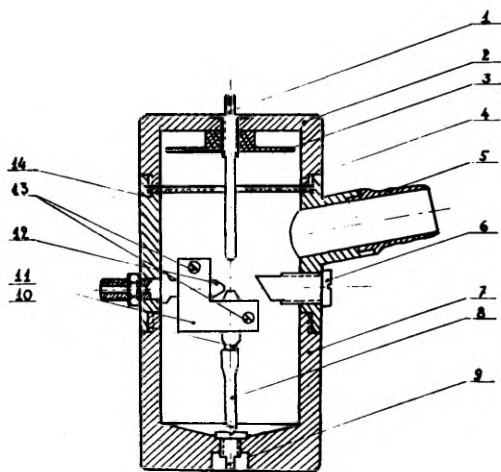


Рис. 1. Принципиальная схема генератора электроаэрозолей.

1 - индуктирующий электрод, 2 - электродержатель, 3, 4 - диски, предотвращающие закорачивание выпрямителя при длительном распылении, 5 - выходная трубка, 6 - преграда, 7 - стакан жидкости, 8 - поливинилхлоридовая трубка, 9 - электрод, 10 - сопло жидкости, 11 - кронштейн, 12 - сопло газа, 13 - винты, 14 - камера распыления.

Измерения коэффициента униполярности (отношение концентрации отрицательных ионов n_- к концентрации положительных ионов) проводились счетчиком аэроионов САИ-ТГУ-66 М при предельной подвижности $3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{в} \cdot \text{сек}}$ при объемной скорости просасывания $143 \text{ см}^3/\text{сек}$.

Измерения показали, что коэффициент униполярности уменьшается при увеличении давления сжатого воздуха (рис. 2 и 3). Если преграда находится вблизи зоны распыления (рис. 2), коэффициент униполярности меньше коэффициента, измеренного при дальнем расположении преграды (рис. 3). Механизм этого явления состоит в том, что положительно заряженные капли при дальнем расположении преграды больше осаждаются инерциально и электростатически на стенках распылителя, имеющего нулевой потенциал. Эта разница небольшая потому (ср. рис. 2 и 3), что при близком расположении преграды к зоне распыления легче происходит осаждение отрицательных капель на индуцирующий электрод. Эта разница увеличивается с увеличением давления.

Зависимость коэффициента униполярности от индуцирующего напряжения имеет для каждого давления характерный максимум (рис. 2 и 3). Это объясняется электростатическим осаждением отрицательных капель на индуцирующий положительный электрод. При увеличении давления максимум смещается в сторону больших напряжений.

Если преграда находится далеко от зоны распыления, максимум менее резок (рис. 3), так как уменьшается влияние индуцирующего электрода (отрицательные капли успевают вылетать из распылителя).

Для выяснения процессов осаждения капель в распылителе были сделаны дополнительные измерения. Проводились дополнительные измерения с генератором того же, типа, выход которого был повернут на 90° от прежнего положения.

Измерения показали, что коэффициент униполярности намного меньше (рис. 4), поскольку отрицательные капли, не имея прямого выхода из распылителя, осаждаются на положительном электроде. Коэффициент униполярности возрастает с увеличением давления и не имеет экстремума в данном интервале напряжений. Из табл. I видно, что с увеличением напряжения уменьшается концентрация положительных зарядов, а концентрация отрицательных зарядов с некоторого значения

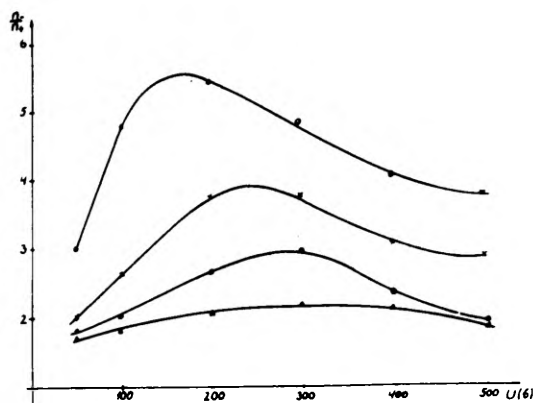


Рис. 2. Зависимость коэффициента униполярности $\frac{n_-}{n_+}$ от индуцирующего напряжения U при близком расположении преграды от зоны распыления.

- - давление распыления 0,5 ат
 × - " " 1 ат
 ● - " " 1,5 ат
 ▲ - " " 2 ат

напряжения не изменяется, ибо распыление само способствует осаждению положительных капель.

Это показывает, что при изготовлении распылителя длину камеры распылителя следует дать в сторону распыления, чтобы уменьшить влияние индуцирующего электрода на осаждение отрицательно заряженных капель.

Расход жидкости $\Phi_{ж}$ определяется при давлениях 0,5; 1; 1,5 и 2 ат. Измерения проводились при двух положениях преграды и при напряжениях 0 и 300 вольт. В таком

Таблица I

Зависимость концентрации эл.з.от
индуцирующего напряжения и от давления распыления

$p(\text{атм})$	1			1,5			2		
$\frac{n_{\text{эл.з.}}}{U(\text{в})}$	$n_- \cdot 10^6$	$n_+ \cdot 10^6$	$\frac{n_-}{n_+}$	$n_- \cdot 10^6$	$n_+ \cdot 10^6$	$\frac{n_-}{n_+}$	$n_- \cdot 10^6$	$n_+ \cdot 10^6$	$\frac{n_-}{n_+}$
100	2,2	3,2	0,7	3,5	4,6	0,8	4,8	4,4	1,3
200	2,4	3,0	0,8	4,0	3,8	1,1	5,6	3,8	1,5
300	3,2	2,5	1,2	5,0	3,5	1,4	5,6	3,5	1,6
400	3,2	2,2	1,5	5,0	3,0	1,6	5,6	3,2	1,7
500	3,0	1,5	1,8	5,0	2,8	1,8	5,6	2,7	2,1
600	3,0	1,4	2,1	5,0	2,4	2,1	5,6	2,5	2,2

интервале давлений расход жидкости является линейной функцией давления (рис. 5).

Увеличение напряженности уменьшает расход жидкости за счет электростатического осаждения отрицательных капель на индуцирующий электрод (ср. графики I и 4 на рис. 5). Как видно из рис. 5, графики 2 и 3 располагаются ближе друг к другу, чем графики I и 4. Это значит, что увеличение напряжения между электродами уменьшает расход жидкости тем больше, чем ближе находится преграда к зоне распыления.

Увеличение давления способствует осаждению капель. Поэтому разность $\Phi_{\text{ж}}(p, U=0) - \Phi_{\text{ж}}(p, U=300 \text{ в})$ увеличивается с увеличением давления (рис. 5).

От диаметра аэрозольных частиц зависит осаждение их на дыхательных путях. Частицы размером выше 30 мкм осаждаются в области трахеи, частицы диаметром 10 мкм проникают до бронхов, в альвеолы попадают частицы диаметром 0,5–3 мкм, а частицы диаметром меньше 0,5 мкм выдыхаются [2,3].

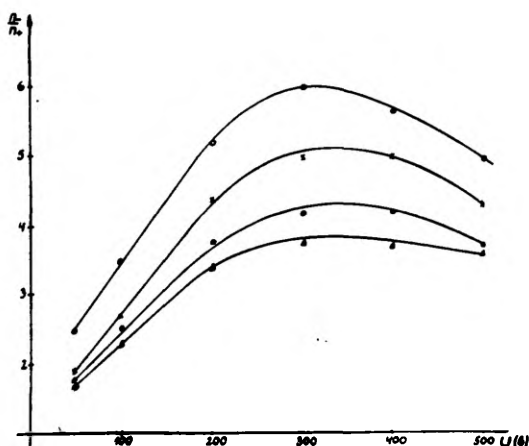


Рис. 3. Зависимость коэффициента униполярности $\frac{h}{n}$ от индуцирующего напряжения U при дальнем расположении преграды от зоны распыления.

- - давление распыления 0,5 ат
- × - " 1 ат
- - " 1,5 ат
- ▲ - " 2 ат

Для измерения среднего диаметра капель распыла использовался метод осаждения капель в вакууме на масло, и полученная картина фотографировалась через микроскоп.

Когда преграда находилась вблизи зоны распыления, при напряжении 300 вольт из измеренных 100 капель 88% имели диаметр 3 мкм. Капель диаметром выше 7 мкм не обна-

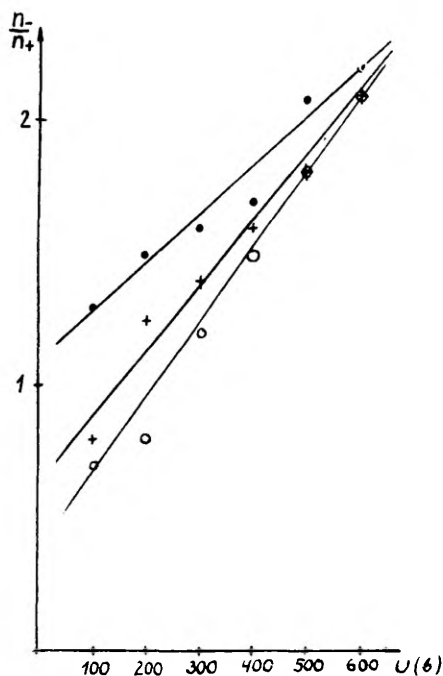


Рис. 4. Зависимость коэффициента униполярности от индуцирующего напряжения (выходная трубка повернута на 90° от линии газового сопла).

- ▲ - давление распыления 2 ати
 ○ - " " 1,5 ати
 × - " " 1 ати

руживалось. При напряжении 0 вольт из 100 капель 52% имели диаметр 4 мкм, 24% - 3 мкм и 23% - 5 мкм.

Когда преграда находилась далеко от зоны распыления, при напряжении 300 вольт 50% капель имели диаметр

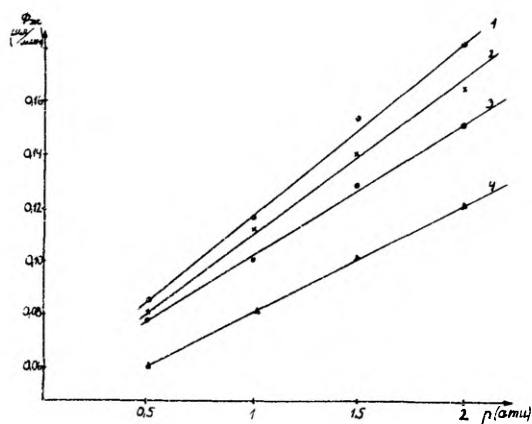


Рис. 5. Зависимость расхода жидкости от давления распыления.

1 - $U = 0$, преграда находится вблизи зоны распыления

2 - $U = 0$, преграда находится далеко от зоны распыления

3 - $U = 300$ в, преграда находится далеко от зоны распыления

4 - $U = 300$ в, преграда находится вблизи зоны распыления

5 мкм, 24% - 4 мкм, 10% - 3 мкм, 10% - 6 и более мкм, т.к. часть капель имеет прямой выход из распылителя.

Измерения показали, что униполярное заряджение капель уменьшает средний диаметр капель распыла.

Л и т е р а т у р а

1. Витман Л.А., Кацнельсон В.Д., Палеев И.И. - 1962 - Распыливание жидкостей форсунками, М.-Л.
2. Böhlau, V., Böhlau, E. Die Inhalationsbehandlung mit Aerosolen, Leipzig, 1958.
3. Pickreth, G. Ultraschall- und Düsen-Aerosole in der Medizin, Jena, 1963.

MÕNINGAID MEDITSIINILISTE ELEKTROAEROSOOLGENERAATORITE KONSTRUEERIMISE PROBLEEME

E. Sula, J. Reinet

Resümee

On näidatud meditsiinilisi elektroaerosoolgeneraatoreid iseloomustavate füüsikaliste parameetrite - unipo-laarsuskoefitsiendi, pihustatud vedeliku hulga ja tilkade keskmise läbimõõdu sõltuvust generaatori konstruktsioonist, indutseerivast pingest ja pihustamiseks kasutatavast rõhust.

On näidatud võimalusi meditsiiniliste elektroaerosoolgeneraatorite konstruktsiooni täiendamiseks.

SOME PROBLEMS OF DESIGNING MEDICAL ELECTROAEROSOL- GENERATORS

E. Sula and J. Reinet

Summary

The article deals with the physical parameters of medical aerosolgenerators - the unipolarity coefficient, the amount of the liquid to be sprayed, the mean diameter of drops - and their dependence on the design of the generator, the inducing voltage and the pressure used to effect spraying.

Possibilities of further improving the design of medical electroaerosol generators are pointed out.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ АЭРОЗОЛЯ НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Э.Тамм, М.Арольд

Концентрация дисперсной фазы является одной из важнейших физических характеристик аэрозоля, определяющих его поведение и устойчивость. Абсолютные методы определения весовой концентрации C_m и счетной концентрации C_n [1] довольно трудоемки, требуют длительного времени накопления пробы и связаны с обязательным разрушением пробы (части аэрозольного облака). Простотой и быстротой работы отличается нефелометрический метод определения концентрации аэрозоля, применимый при постоянстве во времени функции распределения числа частиц по размерам $f(r)$ и основанный на измерении интенсивности рассеянного аэрозолем света. Этим методом можно определить концентрацию дисперсной фазы в струе аэрозоля, не разрушая ее.

Для калибровки нефелометрического измерителя концентрации аэрозоля (нефелометра) надо абсолютным методом [1] определить C_n или C_m , соответствующие его показаниям. При постоянстве $f(r)$ C_m и C_n связаны простым соотношением (для сферических частиц):

$$C_m = \alpha C_n \quad (I)$$

где $\alpha = \rho \int_0^{\infty} f(r) V_r dr$ — коэффициент пропорциональности,
 ρ — плотность вещества дисперсной фазы,
 V_r — объем частицы радиуса r .

При не очень больших значениях C_n интенсивность I рассеянного аэрозолем в некотором направлении по отношению к

падающему излучению света прямо пропорциональна концентрации:

$$I = b_r C_m = \alpha b_r C_n, \quad (2)$$

где b_r — коэффициент пропорциональности.

Это позволяет при калибровке ограничиться определением C_n (или C_m) для одной точки шкалы нефелометра.

Нефелометрический метод особенно удобен для определения концентрации монодисперсного аэрозоля (т.е. аэрозоля с очень узкой областью определения $f(r)$). Здесь сравнительно просто соблюдается и контролируется требование постоянства $f(r)$, а коэффициент α выражается очень просто:

$$\alpha = \rho V_r$$

Кроме того, при соблюдении условий $\lambda \gg r$ или $\lambda \ll r$ (λ — длина волны применяемого для освещения аэрозоля света), когда известна зависимость интенсивности рассеянного одной частицей в данном направлении света от радиуса частицы [2], можно найти коэффициент b_r для любого r по известному значению его для определенного r_1 . В области размеров частиц, где $\lambda \approx r$ (для видимого света $0,1 \text{ мкм.} \leq r \leq 1,0 \text{ мкм.}$), зависимость $b_r = b_r(r)$ очень сложна [4] и нефелометр надо откалибровать для каждого значения r отдельно.

В данной работе рассматривается возможность применения визуального нефелометра КОЛ-45 в качестве фотоэлектрического измерителя концентрации монодисперсного аэрозоля. КОЛ-45 легко приспособить для фотоэлектрических измерений замещением окуляра миниатюрным фотоэлектронным умножителем ФЭУ-31 (или ФЭУ-31А). Для питания ФЭУ и измерения фототока использовался фотометр малых световых потоков, сконструированный В.Реэбенем [3]. Применение чувствительного фотометра позволило снизить мощность питания лампы до 50 ватт и отказаться от водяного охлаждения лампы. Сравнивая с серийным фотоэлектрическим нефелометром ФЭН-58 установка получилась более компактная и удобная в работе.

Дополнительным световым экранированием удалось свести паразитный световой поток, падающий на ФЭУ ниже порога чувствительности фотометра. Имеющаяся система фиксации положения осветительной лампы не гарантирует постоянства отношения интенсивностей основного пучка света, освещающего аэрозоль, и пучка сравнения хотя бы при перемещении нефелометра на столе. Отношение интенсивностей проверялось сравнением интенсивности рассеянного эталоном мутности света с интенсивностью пучка сравнения при определенной величине площади фотометрической диафрагмы и определенном положении поворотной пластинки сравнения. Дополнительной фиксацией лампы удалось достичь сохранения постоянства этого отношения с точностью до 1% при весьма сильной тряске. Это позволяет при работе с прибором установить и проверять чувствительность фотометра по интенсивности пучка сравнения.

При работе с монодисперсным аэрозолем появляется дополнительное усложнение. Здесь индикатриса рассеивания сильно зависит от длины волны света λ . При изменении мощности питания лампы и при старении ее (а также и при замене лампы) распределение интенсивности в спектре изменяется. В результате может изменяться интенсивность рассеянного монодисперсным аэрозолем полихроматного света, хотя интенсивность в падающем на аэрозоль пучке по отношению к интенсивности пучка сравнения не меняется. Например, при изменении мощностей питания лампы от 50 до 40 ватт для монодисперсного аэрозоля дибугилфталата со средним радиусом капель 0,50 мкм это изменение достигает 6%. Для устранения этого дополнительного источника погрешностей пришлось употреблять монохроматный свет. Монохроматизация света достигалась вставлением после кубика Люмера красного светофильтра КС-19 (ближнюю инфракрасную область отсекает сам ФЭУ). Изменение интенсивности рассеянного света в указанных выше условиях составляет теперь только 1%. Надо сказать, что данный способ монохроматизации неудачен, так как в выбранной области спектра ФЭУ-31 малочувствителен.

При градуировке нефелометра для измерения концентрации аэрозоля устанавливалась определенная чувствительность фотумножителя (путем регулирования напряжения его питания) при максимально раскрытой фотометрической диафрагме (пропускание 100%). Применяя нейтральные светофильтры нефелометра и имеющуюся у фотометра возможность калиброванного регулирования чувствительности схемы измерения фототока, можно перекрыть довольно широкий диапазон измеряемых концентраций:

$$\frac{C_{\max}}{C_{\min}} = 10^6$$

Прикрепленные к держателям нейтральных светофильтров экраны позволяют быстро проверить градуировку прибора в ходе работы, не раскрывая и закрывая даже фотометрической диафрагмы. Любое изменение параметров измерительной системы (кроме дрейфа нуля усилителя) можно скомпенсировать подрегулировкой напряжения ФЭУ. Применяя нулевой метод измерения или проверяя линейность шкалы фотометра по шкале фотометрической диафрагмы можно свести погрешность измерения фототока к погрешности фотометрической шкалы нефелометра, к сожалению, не указанной в аттестате. Нелинейность шкалы примененного фотометра определяется классом точности используемого микроамперметра на выходе и в данном случае равнялась 1%. Итак, погрешность определения интенсивности рассеиваемого аэрозолем света не превышает 2%, а проверяя упомянутое выше отношение интенсивностей до и после измерения, можно довести погрешность до 1%.

В данной работе прибор градуирован для измерения концентрации монодисперсного аэрозоля дибутилфталата, получаемого при помощи генератора Рапапорта-Лассена [5]. Средний размер частиц оценивался по спектрам Тиндаля высших порядков простым прибором типа "сова" Ламера [4]. Градуировка осуществлялась весовым методом. Офильтрованный объем аэрозоля определяли при помощи сужающего устройства с дифманометром и секундомера.

Систематическая погрешность определения концентрации при калибровке не превышала 2%. Но получился заметный разброс результатов повторных измерений. Выяснилось, что главной причиной разброса, кроме случайных ошибок измерения, являются случайные изменения ширины функции распределения размеров частиц (степени монодисперсности аэрозоля). Не имея возможности быстрого контроля этого параметра, пришлось отнести причиненные изменениями его вариации интенсивности рассеянного аэрозолем света к случайным ошибкам опыта градуировки. Итого получилось, что относительная ошибка определения коэффициента b_r (формула 2) с доверительной вероятностью 99% не превышает 6,4% (для $r = 0,50$ мкм).

Резюмируя, можно сказать, что визуальный нефелометр КОЛ-45 успешно применим для быстрых фотоэлектрических измерений абсолютной концентрации монодисперсного аэрозоля (или полидисперсного аэрозоля с постоянной во времени функцией распределения размеров частиц), если не требуется особенно высокая точность.

Л и т е р а т у р а

1. Спурный К. и др. Аэрозоли. М., Атомиздат, 1964.
2. Коган Я.И. и Бурнашева З.А. Укрупнение и измерение ядер конденсации в непрерывном потоке. Журнал физ.хим. 1960, 34, вып. 12, 2630-2639.
3. Реэбен В.А. Прибор для измерения слабых световых потоков с помощью фотоэлектронных умножителей. ГОСНИТИ, серия "Приборы для измерения оптических величин", 1963, № 36-63-715/3.
4. Sinclair, D. and La Mer, V. K. Light scattering as a measure of particle size in aerosols. Chem. Rev., 1949, 44, № 2, 245-267.

5. Lassen, L. Ein einfacher Generator zur Erzeugung monodisperser Aerosole in Größenbereich 0,15 bis 0,70 μ . Zeitschrift Angew. Phys., 1960, 12, 157-159.

AEROSOOLI KONTSENTRATSIOONI NEFELOMEETRILISEST MÄÄRAMISEST

E. Tamm, M. Arold

Resüme

Aerosooli disperseeritud faasi kontsentratsiooni kiireks mõõtmiseks (eriti aerosoolijugade korral) osutub parimaks nefelomeetriline meetod, mis põhineb aerosoolilt hajunud valguse intensiivsuse mõõtmisel. On kirjeldatud tööstusliku visuaalse nefelomeetri KOJ-45 kohandamise võimalust aerosooli kontsentratsiooni fotoelektriliseks mõõtmiseks ja saadud riista kalibrimise meetodikat. Hajunud valguse intensiivsuse ja aerosooli kontsentratsiooni vahelise võrdelise sõltuvuse piirkonnas on võrdeteguri määramise suhteliseks veaks saadud 6,4%.

ON THE NEPHELOMETRIC DETERMINATION OF THE AEROSOL CONCENTRATION

E. Tamm, M. Arold

Summary

To measure the dispersed phase concentration of aerosols rapidly, particularly in the case of aerosol jets, the nephelometric method proves to be best. It is based on the measurement of the intensity of light scattered from aerosols. The paper describes the possibility of adapting the industrial visual nephelometer KOJ-45 to the photoelectric measurement of the aerosol concentration and the techniques of calibrating such an adapt-

ed device. In the region of proportional dependence between the intensity of scattered light and the aerosol concentration, the relative error of the determination of the proportionality factor obtained by us is 6.4 per cent.

РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ПОЛЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУИ ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯ
И ЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ

Л.Ю.Виснапуу

В работах [1-5], посвященных изучению получения электрически заряженного аэрозоля с применением электростатической индукции, обратное воздействие создаваемых заряженных частиц на распыливаемую жидкость не рассмотрено или же учтено лишь в скрытом виде. Как показывают опыты, сила тока заряженных частиц от электроаэрозольного генератора определена не только режимом работы генератора и свойствами распыливаемой жидкости, а также степенью обратного воздействия этого тока на зону распыливания.

Рассмотрим осесимметричную струю аэрозоля, образующуюся при пневматическом распыливании жидкости. Моделью такой струи с практически достаточной точностью может служить круглая свободная струя [6], при которой образование аэрозоля происходит в результате распада жидкости в начальном сечении.

Согласно работе [8] концентрация дисперсной фазы аэрозоля распределена по поперечному сечению основного участка струи по закону:

$$\frac{C}{C_m} = 1 - \left(\frac{R}{R_1} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (1)$$

где C и C_m - массовая концентрация дисперсной фазы соответственно на расстоянии R от оси и на оси струи,

R_1 - радиус внешней границы струи.

Исходя из (1), найдем среднюю массовую концентрацию в сечении струи:

$$\bar{C} = \int_0^{C_m} \left(1 - \frac{C}{C_m}\right)^{\frac{4}{3}} dC = \frac{3}{7} C_m \quad (2)$$

При этом в переходном сечении струи

$$\bar{C} = \frac{3}{7} C_0, \quad (3)$$

где C_0 — массовая концентрация дисперсной фазы в ядре потока.

Учитывая, что в начальном сечении $\bar{C} = C_0$, в целях упрощения допустим, что \bar{C} уменьшается в начальном участке струи по мере удаления от начального сечения линейно, тогда при длине начального участка

$$x_0 = 6R_0, \quad (4)$$

где R — радиус начального сечения струи,

$$\bar{C} = \left(1 - \frac{2x}{21R_0}\right) C_0, \quad (5)$$

где x — расстояние рассматриваемого сечения от начального.

Связь между расстоянием x и соответствующей концентрацией C_m на оси струи выражается формулой

$$\frac{x}{R_0} = \frac{C_0}{C_m} \frac{7}{\sqrt{1 + 0.17 \frac{C_m}{\mu}}}, \quad (6)$$

где μ — плотность дисперсионной среды струи.

Равенства (4) и (6) написаны на основании работы [8], где $C_0 \approx \mu$, коэффициент турбулентности струи принят равным 0,1 и начальная скорость дисперсной фазы (в начальном сечении) близка к нулю.

В соответствии с (2), (3) и (6), требуя неразрывности в переходном сечении, можем написать приближенное выражение для концентрации в основном участке

$$\bar{C} = \frac{18}{7} \frac{R_0}{x} C_0 \quad (7)$$

Предполагая, что электрические заряды распределены равномерно по массе дисперсной фазы струи и отсутствует электрообмен с окружающей средой, объемная плотность заряда в струе

$$\rho = Q \bar{C}, \quad (8)$$

где Q - удельный заряд частиц, или с учетом (5) и (7)

$$\begin{aligned} \rho &= \left(1 - \frac{2x}{21R_0}\right) Q C_0, & \text{если } 0 < x \leq x_0, \\ \rho &= \frac{18}{7} \frac{R_0}{x} Q C_0, & \text{если } x > x_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Далее приступим к определению напряженности электрического поля, создаваемого заряженными частицами рассматриваемой струи в ее начальном сечении. Точное вычисление напряженности этого поля затруднено, поэтому прибегаем к приближенному расчету. Представим начальный участок струи состоящим из x_0/R_0 элементов в виде соосных цилиндров, высота каждого из которых равна R_0 , а радиусы и расстояния их центров до начального сечения в зависимости от порядкового номера n примем равными соответственно $R_0(1 + n \operatorname{tg} \alpha)$ и $(n - \frac{1}{2})R_0$. Плотность заряда в этих цилиндрах согласно (9) равна $(1 - \frac{2n}{21})QC_0$. Напряженность поля, создаваемого одним из таких цилиндров с порядковым номером n в центре начального сечения струи, выражается теперь как

$$E_n = \frac{QC_0 R_0}{2\epsilon_0 \epsilon} \left(1 - \frac{2n}{21}\right) \left(1 + \sqrt{n^2(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) - 2n(1 - \operatorname{tg} \alpha) + 2} - \sqrt{n^2(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) + 2n \operatorname{tg} \alpha + 1}\right) \quad (10)$$

Напряженность поля, создаваемого частью начального участка струи длиной $m R_0$, можно вычислить как сумму

соответствующих составляющих, которая при $\alpha \approx 15^\circ$ [7] равна

$$E_{q,m} = \frac{QC_0R_0}{8\varepsilon_0\varepsilon} \sum_{n=1}^m \left(1 - \frac{2n}{21}\right) 4 + \sqrt{17n^2 - 24n + 32} - \sqrt{17n^2 + 8n + 16}, \quad (11)$$

где $m \leq x_0/R_0$.

При этом всем начальным участкам струи ($m=6$) создается поле напряженности

$$E_0 \approx 0,6 \frac{QC_0R_0}{\varepsilon_0\varepsilon} \quad (12)$$

Аналогично (11), напряженность поля, создаваемого основным участком длиной ($m=6$) R_0 , без учета начального участка, выражается согласно (9) суммой

$$E_{b,m} = \frac{9C_0R_0}{28\varepsilon_0\varepsilon} \sum_{n=7}^m \frac{1}{n} 4 + \sqrt{17n^2 - 24n + 32} - \sqrt{17n^2 + 8n + 16}. \quad (13)$$

Приняв во внимание, что удельный заряд частиц

$$Q = \frac{I}{\Phi}, \quad (14)$$

где I — сила тока заряженных частиц струи,
 Φ — массовый расход распыливаемой жидкости,
 и начальная концентрация жидкости в струе

$$C_0 = \frac{\Phi}{\pi R_0^2 \omega}, \quad (15)$$

где ω — средняя по расходу скорость частиц в ядре потока, на основании (18) имеем

$$E_m = \frac{I}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon R_0 n} A\left(\frac{x_m}{R_0}, \alpha\right), \quad (16)$$

где $A\left(\frac{x_m}{R_0}, \alpha\right)$ — безразмерная величина, возрастающая с увеличением x_m/R_0 согласно (11 и 13) и с увеличением α ,

как это следует из (10). Как видно, напряженность поля E_m тем больше, чем больше сила тока удаляющихся от генератора частиц I , эффективная длина X_m и полуугол расширения α струи и чем меньше радиус начального сечения R_0 и скорость частиц w .

Найденная напряженность электрического поля имела бы место в начальном сечении струи, выходящей из сопла распылителя, если поверхность распыливаемой жидкости, обращенная к струе, и близлежащие детали распылителя и прочие тела не искажали бы рассматриваемое поле. То обстоятельство, что жидкость при пневматическом распыливании перед распадом на капли вытягивается в тонкие отдельные нити [9], обуславливает повышенную напряженность поля на распадающейся поверхности жидкости, а наличие близлежащих тел уменьшает эту напряженность. Средняя напряженность электрического поля над поверхностью распадающейся на капли жидкости может быть записана как

$$E_c = k E_m, \quad (17)$$

где k — коэффициент пропорциональности, учитывающий изменение напряженности поля, обусловленное как кривизной поверхности распадающейся жидкости, так и наличием искажающих поле тел.

Вышеуказанная напряженность поля наводит на поверхности распадающейся жидкости, обращенной к струе распыла, заряды, противоположные по знаку зарядам, наводимым индуцирующим электродом генератора. Таким образом, струя заряженных частиц оказывает обратное воздействие на процесс их образования, приводя к уменьшению общей силы тока заряженных частиц, создаваемых генератором. Последняя равна

$$I = I_0 - I_c, \quad (18)$$

где I_0 и I_c — сила тока заряженных частиц, образующихся под действием соответственно индуцирующего электрода и заряженных частиц струи. Этим может быть частично объяснен

и тот факт, что при электростатической индукции далеко не все частицы распыла одноименно заряжены, хотя в литературе соответствующий аэрозоль называется некоторыми авторами униполярно заряженным.

Сила тока при электропроводящей жидкости

$$I_c = \sigma_c S_c = \epsilon_0 \epsilon E_c S_c, \quad (19)$$

где σ_c — средняя поверхностная плотность заряда, наведенного заряженными частицами струи на распыливаемой жидкости,

S_c — площадь поверхности жидкости, распадающейся на капельки за единицу времени.

Подставив выражение (19) в (18), с учетом (17) и (16) получим уравнение, из которого сила тока

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{k S_c}{\pi R_0 \omega} A\left(\frac{x_m}{R_0}, \alpha\right)} \quad (20)$$

Отсюда следует, что для получения аэрозоля по возможности с большим удельным зарядом при данном электроаэрозольном генераторе желательно принять меры, обеспечивающие большую исходную скорость частиц, малую эффективную длину и малый угол расширения струи. С этой целью предложено, например, применять струю добавочного воздуха, охватывающую поток заряженных частиц, что увеличивает их скорость и ограничивает расширение струи [10], и устанавливать вблизи сопла распылителя экранный электрод, экранирующий поле заряженных частиц, удаляющихся от генератора, что уменьшает эффективную длину струи [11]. Как показывает практика, каждый из названных приемов позволяет значительно увеличить удельный заряд получаемого аэрозоля.

Л и т е р а т у р а

1. Burkhardt, E. Die Erzeugung hoher Spannungen mit Hilfe eines monopolar beladenen Luftstromes. Annalen der Physik, Leipzig, 1935, Bd. 23, S. 339-370.
2. Китаев А.В., Смирнова Л.А. Характеристики электроаэрозолей некоторых лекарственных растворов. Труды ВНИИМИО, 1963, вып. 1, стр. 164-171.
3. Таммет Х.Ф. Индукционная электризация при распылении жидкостей. Ученые записки Тартуского гос. ун-та, Тарту, 1963, вып. 140, стр. 90-95.
4. Дунский В.Ф. Индукционный способ униполярной электризации при образовании аэродисперсных систем. "Коллоидный журнал", 1966, т. 28, вып. I, стр. 34-38.
5. Щетилин А.П., Кекин А.А. Новый ороситель и методика расчета заряда капель. Вестник АН Каз. ССР, 1966, № 9, стр. 42-47.
6. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям, М.-Л., 1960, стр. 368.
Там же, стр. 369.
7. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика, М.-Л., 1953.
8. Лыков М.В., Леончик Б.И. Распылительные сушилки. М., 1966, стр. 60.
9. Виснапуу Л.Ю., Рейнет Я.Ю. Распылитель для электроаэрозольной терапии. Авт. св. № 211035, Бюллетень изобретений, 1968, № 7, стр. 66.
10. Виснапуу Л.Ю. Распылитель. Авт. св. № 259505, Бюллетень изобретений, 1969, № II, стр. 76.

ELEKTROAEROSOOILI TELGSÜMMEETRILISE JOA ELEKTRIVÄLJA TUGEVUS JA SELLE MÕJU LAETUD OSAKESTE TEKKELE

L. Visnapuu

Resümee

Esitatakse pneumaatilise elektroaerosooligeneraatori telgsümmeetrilise aerosoolijoa poolt selle alglõigus tekitatud elektrivälja tugevuse arvutus sõltuvalt joa parameetritest. Näidatakse, et see väli vähendab generaatorist väljuva aerosooli erilaengut. Saadud tulemustest järeldatakse, et aerosooli erilaengu suurendamiseks on vaja tõsta generaatorist väljuvate laetud osakeste eemaldamise kiirust, takistada joa hajumist generaatori läheduses ja piirata selle joa elektrivälja tagasimõju pihustatavale vedelikule.

ELECTRIC STRENGTH OF THE AXIAL-SYMMETRIC JET OF AEROSOL AND ITS EFFECT ON THE RISE OF CHARGED PARTICLES

L. Visnapuu

Summary

The article presents calculations of the electric strength produced by the axial-symmetric aerosol jet of a pneumatic electroaerosol generator at the initial section of the jet depending on its parameters. It is shown that this electric field reduces the specific charge of the aerosol emerging from the generator. It is concluded from the results obtained that with the aim of increasing the aerosol specific charge it is necessary to increase the speed of emergence of the charged particles from the generator to prevent the scatter of the jet in the vicinity of the generator and to limit the retroaction of the electric field of this jet on the liquid sprayed.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Таммет Х.Ф. Вольтамперные характеристики идеальной униполярной квазикоронны	3
Tammet, H. Ideaalse unipolaarse kvaasikoroona voltamperkarakteristikud	35
Tammet, H. Voltampere characteristics of an ideal unipolar quasi-corona	38
Таммет Х.Ф. Вольтамперные характеристики три-тиевого нейтрализатора статического электричества	41
Tammet, H. Staatiliste laengute tritiumneutralisaatori voltamperkarakteristikud	45
Tammet, H. Voltampere characteristics of a tritium neutralizer of static charges	46
Таммет Х.Ф. Действующая ширина идеального проводящего нейтрализатора статического электричества	47
Tammet, H. Ideaalse staatiliste laengute traat-neutralisaatori tegevlaius	52
Tammet, H. Effective width of an ideal wire neutralizer of static charges	52
Таммет Х.Ф., Гросс Л.Г. Краевой эффект в плоском нейтрализаторе статического электричества	53
Tammet, H., Gross, L. Ääreefekt staatiliste laengute tasaneutralisaatoris	56

Tammet, H., Gross, L.	Edge effect of static charges in a plane neutralizer	56
Веймер В.А.	Наблюдение фаз развития униполярного ВЧ разряда	57
Veimer, V.	Unipolaarse KS-lahenduse arengufaaside vaatlamine	67
Veimer, V.	Observation of the developmental phases of unipolar HF discharge	67
Салы Я.И.	Экспериментальное исследование действия турбулентной диффузии в аспирационном счетчике аэроионов	68
Salm, J.	Turbulentse difusiooni eksperimentaalne uurimine aeriooni aspiratsiooniloenduris	89
Salm, J.	An experimental study of the action of turbulent diffusion in an air ion aspiration counter	89
Ирд В.Я.	Электрический анеморумбометр с кодовым восходом	92
Ird, V.	Elektrilise koodväljundiga anemorumbomeeter	100
Ird, V.	Anemorumbometer with an electric code output	101
Ирд В.Я.	Трехдиапазонный регистратор наличия гроз	102
Ird, V.	Kolmepiirkonnaline äikesemärkija	104
Ird, V.	Three-range thunder recorder	105
Сакс О.В., Мадисе Т.В.	Динамический конденсатор ДК - 64 Т	106

Saks, O., Madise, T. Dünaamiline kondensaator DK-64T	118
Saks, O., Madise, T. Vibrating-reed condenser DK-64T	120
Якобсон А.Ф., Тамм Э.И., Рейнет Я.Д. Генераторы электроаэрозолей к аппаратам искус- ственного дыхания	122
Jakobson, A., Tamm, E., Reinet, J. Aerosool- ja elektroaerosoolgeneraatorid kunstliku hingamise aparatuuride juurde	128
Jakobson, A., Tamm, E., Reinet, J. Aerosol and electroaerosol generators attached to respirators	129
Сула Э.В., Рейнет Я.Д. Некоторые проблемы кон- струирования медицинских электроаэро- вольных генераторов	131
Sula, E., Reinet, J. Mõningaid meditsiiniliste elektroaerosoolgeneraatorite konstruee- rimise probleeme	139
Sula, E., Reinet, J. Some problems of designing medical electroaerosolgenerators	140
Тамм Э., Арольд М. Об определении концентрации аэрозоля нефелометрическим методом	141
Tamm, E., Arold, M. Aerosooli kontsentratsiooni nefelomeetrilisest määramisest	146
Tamm, E., Arold, M. On the nephelometric determi- nation of the aerosol concentration	146
Виснапуу Л.Д. Расчет напряженности электрического поля осесимметричной струи электро- аэрозоля и ее воздействия на образо- вание заряженных частиц	148

- Visnapuu, L. Elektroserosooli telgsümmeetrilise
joa elektrivälja tugevus ja selle
mõju laetud osakeste tekkele 155
- Visnapuu, L. Electric strength of the axial-
symmetric jet of aerosol and its ef-
fect on the rise of charged particles 155

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ

IX

На русском языке

Резюме на эстонском и английском языках

Ответственный редактор Я.И.Салым

Корректор Д.Сарв

Тартуский государственный университет
ЭССР, г. Тарту, ул. Кюикооли, 18

Ротапринт ТГУ 1969. Сдано в печать 4/IX 1969 г.

Печ. листов 10,5. Учетн.-издат. листов 7,6.

Тираж 500 экз. Бумага 30х45. 1/4.

МВ 00587. Заказ № 676

Цена 75 коп.